SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

PROCÈS-VERBAUX

ET

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1943

Siège social : 44, rue de Rennes, PARIS (VI[e])

PARIS
Société JOURNAL DE PHYSIQUE, Éditeur
12, Place de Laborde
—
1943

TABLE DES MATIÈRES

SECTION DE NANCY

SÉANCE DU 10 DÉCEMBRE 1942.

SÉANCE DU 10 JUIN 1943.

SECTION DE LYON

SÉANCE DU 27 JANVIER 1943.

SÉANCE DU 17 MARS 1943.

SÉANCE DU 14 AVRIL 1943.

SÉANCE DU 5 MAI 1943.

SÉANCES DES 1er ET 2 JUILLET 1943.

SECTION MÉDITERRANÉENNE

SÉANCE DU 16 JANVIER 1943.

SÉANCE DU 13 FÉVRIER 1943.

SÉANCE DU 10 AVRIL 1943.

SÉANCE DU 8 MAI 1943.

SÉANCE DU 5 JUIN 1943.

SÉANCE DU 19 JUIN 1943.

SÉANCE DU 3 JUILLET 1943.

SECTION DE CLERMONT-STRASBOURG

119809. Dépôt légal 1945. — Numéro d'ordre 15. — Imprimerie Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris (6e).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 16 JUIN 1944.

Présidence de M. Jean CABANNES.

Aucune observation n'ayant été présentée à propos des communications faites en séance le 19 mai, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. le PRÉSIDENT prononce l'allocution suivante :

J'ai le regret de vous faire part de la perte de notre éminent collègue, M. Auguste LAFAY, décédé mardi dernier à Paris, âgé de 78 ans.

Professeur de physique à l'École Polytechnique de 1913 à 1936, le Colonel Lafay a formé de nombreuses générations d'ingénieurs; successivement Membre de la Section technique de l'Artillerie, Directeur en 1915 de la Section technique de l'Aéronautique, collaborateur du Ministère de l'Air, il laisse une œuvre scientifique importante.

C'est au Lycée de Marseille, sa ville natale, que Lafay fit ses études secondaires. En 1885, il était admis à l'École Polytechnique et nommé, deux ans plus tard, officier d'artillerie.

Dès lors il s'adonne à la recherche expérimentale et, lieutenant à Lyon, prépare sous la direction de Gouy, une thèse de doctorat.

Les travaux, très divers, de Lafay forment trois groupes. Comme artilleur, il invente des procédés manométriques pour hautes et basses pressions, étudie les déformations élastiques des calibres et perfectionne les méthodes d'essais et de contrôle. Comme physicien, il étudie la polarisation de la lumière diffusée par une surface de verre dépoli, l'action d'un champ magnétique sur la conductibilité calorifique du fer et la force électromotrice créée par frottement de deux surfaces métalliques. Mais ce sont les besoins de l'aéronautique qui lui ont inspiré ses meilleurs travaux.

On assistait vers 1910 aux débuts de l'aviation et toute une technique était à créer pour l'étude expérimentale des lois de l'aérodynamique. Lafay s'y employa avec succès. Il étudia l'action des irrégularités superficielles sur la force aérodynamique que supportent les corps placés dans le vent; il donna l'explication correcte de la déviation des projectiles; il imagina enfin une méthode originale pour l'étude photographique d'un champ aérodynamique et particulièrement du sillage d'un modèle dans le vent d'une soufflerie.

Lorsqu'on émet derrière le modèle un gaz dont l'indice de réfraction diffère de l'indice de l'air, ce révélateur se répand dans toute la région occupée par le sillage et permet d'en suivre les modifications. Lafay eut l'idée d'utiliser à cet effet l'acétylène, dont la densité est sensiblement égale à celle de l'air mais qui est beaucoup plus réfringent, et il obtint ainsi de beaux aérogrammes, riches de renseignements qui ont été publiés par le Ministère de l'Air.

Telle a été, trop brièvement résumée, la vie laborieuse d'un officier et d'un savant français dont peut s'enorgueillir l'École Polytechnique.

En votre nom, j'exprime à la famille de M. Lafay nos condoléances émues.

J'ai en outre à vous faire part du décès, survenu en avril dernier, de M. JAMPY, ancien élève de l'École Polytechnique, sous-chef au Ministère des Finances.

A sa famille, nous adressons nos regrets et condoléances.

Les communications suivantes ont été faites en séance :

1. *Analyse dimensionnelle. Systèmes d'unités cohérents*, par M. Jean VILLEY.
2. *Captation des particules d'un aérosol par un obstacle en mouvement relatif*, par M. E. BRUN.
3. *La suppression de l'erreur de parallaxe dans le thermomètre à mercure*, par M. P. VERNOTTE.
4. *Présentation d'appareils*, par M. A. COTTON.

La communication de M. Jean Villey fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié prochainement par le *Journal de Physique*.

2. Captation des particules d'un aérosol par un obstacle en mouvement relatif;

par M. Edmond BRUN.

Un solide est placé dans un courant de fluide qui contient des corpuscules solides ou liquides et qui est animé au loin d'une vitesse constante $\vec{U}_0$. Au loin, les corpuscules ont la même vitesse $\vec{U}_0$ que le fluide. Au voisinage de l'obstacle, où le champ des vitesses du fluide n'est plus uniforme et où, de ce fait, existent des forces d'inertie, les trajectoires des particules diffèrent des lignes de courant. L'étude de ces trajectoires dans un champ aérodynamique déterminé constitue un chapitre nouveau de la Mécanique des Fluides : le chapitre de la *Mécanique des Suspensions*.

Si la masse spécifique des particules est supérieure à celle du fluide, les trajectoires sont plus tendues que les lignes de courant et certaines viennent rencontrer l'obstacle. On peut appeler *coefficient de captation* γ pour un obstacle et un écoulement déterminés le rapport $\frac{m}{m_0}$ de la masse m des corpuscules qui rencontrent l'obstacle pendant l'unité de temps à la masse m_0 qui, pendant le même temps, passe à l'infini dans le cylindre circonscrit à l'obstacle et de génératrices parallèles à la vitesse à l'infini $\vec{U}_0$.

1° ÉTUDE ANALYTIQUE. — L'obstacle a une forme déterminée; il est caractérisé par l'une de ses dimensions D. Les

corpuscules sont tous identiques et de forme déterminée; leur dimension caractéristique est d; leur masse spécifique est ρ. Au point M voisin de l'obstacle, la vitesse du fluide, de masse spécifique ρ', est $\vec{U}'$; la vitesse d'un corpuscule passant par M est $\vec{U}$: la vitesse relative $\vec{u}$ du corpuscule par rapport au fluide est, au point M, $\vec{u} = \vec{U} - \vec{U}'$.

L'application des équations de la Mécanique des Fluides conduit alors à l'équation suivante qui définit le mouvement d'un corpuscule passant par M

$$-\rho \frac{d\vec{U}}{dt} + \rho' \frac{d\vec{U}'}{dt} - \rho' \frac{u}{d} \vec{u} f\left(\frac{ud}{\nu}\right) + (\rho - \rho')\vec{g} = 0. \quad (1)$$

Si les vitesses sont assez grandes, on peut négliger le terme de pesanteur $(\rho - \rho')\vec{g}$. Dans ce cas, des considérations de dimensions montrent que, si l'on fait varier les valeurs numériques des grandeurs ρ, ρ', D, d, ν et U_0 tout en conservant la même forme à l'obstacle et aux corpuscules, les lignes de courant et les trajectoires restent semblables à elles-mêmes pourvu que les conditions suivantes soient vérifiées :

$$\frac{U_0 D}{\nu} = \text{const.}, \qquad \frac{D}{d} = \text{const.}, \qquad \frac{\rho}{\rho'} = \text{const.} \quad (2)$$

En particulier, si les masses spécifiques ρ et ρ' restent constantes, les conditions se réduisent à la condition de Reynolds $\frac{U_0 D}{\nu} = \text{const.}$ qui exprime la similitude des lignes de courant et à la condition $\frac{D}{d} = \text{const.}$ qui peut encore s'écrire $\frac{U_0 d}{\nu} = \text{const.}$ si la première condition est satisfaite. L'expression du coefficient de captation est alors

$$\gamma = \psi\left(\frac{U_0 D}{\nu}, \frac{D}{d}\right) = \psi'\left(\frac{U_0 d}{\nu}, \frac{D}{d}\right). \quad (3)$$

2° Étude graphique. — Dans le cas d'un aérosol $\left(\text{pour lequel } \rho' \frac{dU}{dt} \text{ est négligeable devant } \rho \frac{dU}{dt}\right)$ et s'il s'agit d'un mouvement plan, il est possible d'utiliser l'équation (1) pour tracer, de proche en proche, la trajectoire d'un corpuscule : dans cette méthode graphique, la trajectoire est assimilée à une succession d'arcs de cercle qui lui sont osculateurs. Appliquée à un cylindre circulaire indéfini dont les génératrices sont perpendiculaires à la vitesse $\vec{U}_0$, la méthode a permis de déterminer, pour diverses valeurs des nombres sans dimensions $\frac{U_0 d}{\nu}$ et $\frac{D}{d}$, les valeurs des *arcs de captation* sur lesquels se déposent les particules, et celles des coefficients de captation γ. Un réseau de courbes montre que le coefficient γ diminue quand $\frac{D}{d}$ croît, et augmente quand $\frac{U_0 d}{\nu}$ croît.

3° Étude expérimentale. — Elle a pour but de contrôler les résultats obtenus par la méthode graphique et d'établir des résultats nouveaux. Elle s'est effectuée à l'aide de diverses techniques dont quelques-unes sont décrites.

a. Étude de la surface de captation dans le cas où la surface de l'obstacle est développable. On recouvre la surface d'un film photographique qui a été exposé à la lumière. Dans le courant d'air, qui lèche l'obstacle ainsi recouvert, se trouvent mises en suspension, pendant quelques secondes, des gouttelettes d'un révélateur énergique. L'impact des gouttelettes sur le film se traduit par un noircissement. Après lavage, on passe le film au microphotomètre. La courbe donne la loi de répartition des gouttelettes sur l'obstacle. Plusieurs graphiques sont montrés correspondant à des cylindres de diverses formes et de diverses dimensions.

b. Étude des trajectoires. — Des tiges fines sont plantées perpendiculairement à la surface du corps et des fils fins sont tendus au voisinage de l'obstacle. On place le système ainsi réalisé dans un courant de brouillard d'eau surfondue. L'épaisseur de givre, qui se forme au bout d'un certain temps sur les tiges et sur les fils, donne le réseau des trajectoires sur l'obstacle supposées parallèles et équidistantes au loin. Il est facile de voir, en effet, que la distance de deux trajectoires voisines est inversement proportionnelle à la masse des particules qui passent dans l'unité de section normale pendant l'unité de temps. Des clichés et des graphiques sont projetés.

c. Étude du coefficient de captation. — Un corps reçoit intérieurement, par unité de temps, une quantité de chaleur Q qui, dans un courant d'air clair, le maintient à une température dépassant la température ambiante de Δt. Si l'on remplace le courant d'air clair par un courant de brouillard de même vitesse au loin, il faudra lui fournir, par unité de temps, une quantité de chaleur Q', supérieure à Q, pour qu'il conserve la même température. La quantité de chaleur $Q' - Q$ est égale à la chaleur de vaporisation de la masse m d'eau captée par le corps pendant l'unité de temps (à condition toutefois que l'excès de température Δt soit assez grand pour éviter le ruissellement ou l'arrachement de l'eau qui rencontre l'obstacle). Des nombres sont donnés montrant l'accord des résultats graphiques et expérimentaux.

A ce travail, effectué à l'aide des moyens fournis par le Centre de la Recherche scientifique et par le Groupement des Recherches aéronautiques, ont pris une très grande part MM. Vasseur et Caron.

3. A propos de la suppression de l'erreur de parallaxe dans le thermomètre à mercure;

par M. Pierre Vernotte.

Le problème est d'obtenir que le plan de visée soit exactement normal à la colonne mercurielle.

Si, selon le procédé appliqué au Bureau international des Poids et Mesures, chaque trait de la graduation est tracé tout autour de la tige, selon une section droite, un tel trait est dans le plan de visée correct, s'il apparaît, non sous la forme d'une ellipse, mais sous celui d'un tronçon rectiligne.

Un thermomètre, dont la graduation est tracée à la manière habituelle, exige une sorte de cathétomètre rudimentaire constitué par une lunette mobile le long d'une tige-support qui lui est perpendiculaire en étant parallèle au thermomètre.

L'auteur a pu éviter complètement l'erreur de parallaxe, sans aucun instrument accessoire, dans ses observations portant sur un thermomètre au degré, dont la colonne mercurielle était assez grosse (diamètre 0,3 mm).

Si l'on s'arrange pour que la colonne mercurielle soit assez bien éclairée, sa surface latérale se comporte comme un miroir cylindrique. Disposant alors l'œil, par rapport à la graduation, de telle manière que les pinceaux de rayons, issus des différents points d'un trait, pénètrent dans l'œil, après réflexion sur le miroir de mercure, en venant d'une pseudo-image apparaissant sous forme d'un point noir, on est dans le plan de visée correct si ce point est exactement en face du trait correspondant de la graduation.

L'observation n'est commode que si l'on aide l'œil avec une loupe d'une dizaine de dioptries au moins.

Si l'on déplace la tête latéralement, on voit se déplacer les points noirs correspondant aux différents traits. C'est ce critère qui permet de caractériser comme images lesdits points, et de les distinguer d'ombres portées sur le mercure brillant par les traits de la graduation, que l'on peut observer en s'y prenant autrement.

SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1944.

Présidence de M. J. CABANNES.

Aucune observation n'étant présentée à propos des communications faites à la séance du 16 juin, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. le PRÉSIDENT fait part du décès de M. DAUZÈRE, Directeur honoraire de l'Observatoire du Pic du Midi et adresse à la famille les condoléances de la Société.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées, sur lesquelles il est statué de suite.

Sont élus membres de la Société française de Physique

Mme LATERRADE (Suzanne), Assistante à la Faculté des Sciences, 75, rue Gravelotte, à Bordeaux (Gironde), présentée par MM. R. Servant et P. Loudette.

MM. BRAUN (Alexandre), Ingénieur, 42, rue Olivier-de-Serre, Paris (15e), présenté par MM. P. Vernotte et J. Hulot.

FRANÇON (Maurice), Assistant à la Faculté des Sciences, 108, rue de Sèvres, Paris (15e), présenté par MM. P. Fleury et A. Arnulf.

FRESNEAU (André-Jules), Agrégé de l'Université, Inspecteur principal de l'Enseignement scientifique au Maroc, 24, avenue de Fez, à Rabat (Maroc), présenté par MM. G. Darmois et E. Vassy. Actuellement Inspecteur des Études et Recherches techniques, 1, place Saint-Thomas-d'Aquin, Paris (7e).

LENNUIER (Robert), Agrégé des Sciences physiques, Assistant à la Faculté des Sciences, 177, avenue du Maine, à Paris (14e), présenté par MM. J. Cabannes et A. Kastler.

MARÉCHAL (André), Assistant à la Faculté des Sciences, 11, avenue du Général-Maistre, à Paris (14e), présenté par MM. P. Fleury et A. Arnulf.

M. le PRÉSIDENT prononce l'allocution suivante :

MESSIEURS,

Au lendemain de la libération de Paris, permettez-moi d'exprimer en quelques mots le sentiment de patriotique émotion que nous éprouvons tous après quatre années dans la nuit.

La guerre n'est pas finie; des difficultés nouvelles restent à surmonter; trop de victimes seront encore sacrifiées. Mais le temps est passé où nous n'avions pour nous soutenir qu'une espérance fugitive et depuis le début de l'été la certitude de la victoire nous anime.

Sans doute devons-nous ce retour de fortune à la résistance de la Grande-Bretagne pendant l'été de 1940 et à sa solide résolution de forcer la victoire; à l'énergie avec laquelle la Russie, attaquée à son tour, répondait à l'attaque; nous le devons à la formidable puissance industrielle et militaire de l'Amérique.

Mais ce que la France ne doit à personne, c'est le nom qu'elle reprend actuellement dans le monde grâce aux hommes qui, sur les champs de bataille de 1939-1940, n'ont pas reculé devant le sacrifice suprême; grâce à ceux qui n'ont pas admis la défaite et ont mené pendant quatre ans une lutte obscure, tombant on ne sait où, anéantis dans un camp de concentration par le froid et la faim, torturés jusqu'à l'agonie dans un cachot ou fusillés au petit jour dans la clairière d'une forêt où l'ennemi pensait étouffer leur souvenir.

Parmi toutes ces victimes de la guerre notre pensée ira ce soir vers les membres de notre Société dont les noms doivent rester présents à nos mémoires :

MM. Jacques ROSSIGNOL, mort pour la France.
Jules FARINEAU, »
Georges DÉCHÈNE, »
Hubert DU MESNIL DU BUISSON, »
Fernand HOLWECK, »
Jacques SOLOMON, »

Rossignol, Professeur au Lycée Saint-Louis, traducteur excellent de Jeans et d'Eddington, avait 40 ans; son âge et son expérience lui auraient permis d'obtenir une affectation spéciale dans un laboratoire ou un service technique de l'arrière. Il partit comme officier aviateur et fut tué en plein ciel dès les premiers jours de la guerre.

En 1940 tombaient Farineau, Chargé de Recherches après avoir soutenu une belle thèse sur la Spectrographie des rayons X; Déchène, Chef des travaux à la Faculté des Sciences de Montpellier; du Mesnil du Buisson, Ingénieur-Docteur et père d'une nombreuse famille. Quittant au premier appel le laboratoire ou l'usine, ils n'ont pas hésité devant le sacrifice que la France exigeait d'eux. Mais encore sont-ils morts dans la lutte au grand jour et face à face avec l'ennemi.

En juin 1940, c'est la défaite, l'invasion, l'armistice, l'occupation de notre sol et de nos installations industrielles, le contrôle par l'ennemi de toutes nos activités. Ceux qui décident de lutter encore, sans repos ni faiblesse, sont aux prises avec une gestapo sournoise et brutale dont les journaux cachent les crimes.

Holweck est assassiné en 1941 par la police allemande après avoir subi les pires tortures; pas une protestation publique ne s'élève et dans un silence étouffant on n'entend que la voix de M. Déchène exprimant son émotion sur la tombe encore ouverte; on ne lit que la courageuse notice de M. Fabry dans les *Cahiers de Physique* sur la vie et l'œuvre d'Holweck (car celui que nous venions de perdre était un physicien génial). Enfin hier, plus de deux ans après le crime, M. Boutry, au cours de sa belle leçon inaugurale au Conservatoire des Arts et Métiers, à laquelle assistaient un grand nombre d'entre vous, apprenait toutes les circonstances connues du drame à ses auditeurs brisés par l'émotion.

En 1942, Solomon est fusillé; sa femme, Hélène Langevin, déportée en Silésie. Nous nous sommes tous affectueusement associés à la douleur de leur père. Comme il l'avait déjà fait pour Holweck, M. Fabry rédigea pieusement la notice du savant, jeune et ardent, l'un des meilleurs théoriciens de la Physique, qui disparaissait à son tour.

De tous ces êtres chers qui se sont généreusement immolés pour que d'autres vivent plus libres et plus heureux, la Société de Physique gardera fidèlement le souvenir.

Dans cet hommage à nos confrères victimes de la guerre, nous associerons, à ceux qui ne sont plus, les amis que nous avons le bonheur de retrouver aujourd'hui parmi nous. Je pense à M. Langevin, si longtemps condamné à vivre hors de Paris, loin de son laboratoire et de ses élèves; à M. Villey, emprisonné près de deux ans dans la Côte-d'Or; à MM. Cotton, Borel et Mauguin, arrêtés sans avoir jamais pu connaître le motif de leur arrestation.

D'autres sont, hélas ! déportés en Allemagne : MM. Abraham et Eug. Bloch; MM. Sadron et Yvon, de la Faculté des Sciences de Strasbourg; M. Louis Cartan, de la Faculté des Sciences de Poitiers; M. Bruhat, Directeur-adjoint de l'École Normale supérieure. Nous n'avons d'eux aucune nouvelle. D'autres enfin sont prisonniers de guerre depuis quatre ans. Avec quelle impatience est attendu leur retour ! Une puissante offensive vient d'être déclenchée sur le front Ouest, à laquelle participent Anglais, Américains et Français; les soldats alliés avancent sur toute la ligne. Souhaitons que cette gigantesque bataille hâte la victoire et ramène à nous ceux qui souffrent encore au loin dans les camps de l'ennemi.

Le PRÉSIDENT a eu l'occasion de faire parvenir à la Physical Society de Londres, un message, qui fut remis le 6 novembre au Dr Jevons, Secrétaire de cette Société, par notre collègue M. Boutry. Lecture est donnée d'une lettre de ce dernier, disant notamment :

« Il se trouvait qu'une séance de la Physical Society devait avoir lieu le jeudi suivant 9 novembre dans la salle de la Royal Society of Arts. En ouvrant cette séance, le Président de la Physical Society, le Professeur E. N. da C. Andrade, a donné connaissance à la Physical Society de l'essentiel de votre message. L'assistance a écouté debout la liste de

nos morts et de nos déportés dans un silence et dans un recueillement véritablement émouvants. »

A la fin de son allocution, le Président de la Physical Society a tenu à s'adresser en français à votre délégué dans les termes qui suivent : « Au nom de la Physical Society, je vous prie de bien vouloir saluer de notre part nos camarades de la Société française de Physique et de leur dire combien nous regrettons le lamentable sort de nos confrères, victimes de l'horrible système nazi, ou plutôt allemand, combien nous espérons revoir renaître dans leur gloire traditionnelle, et la France, et la Physique française.

« Nous avons noté avec la plus vive émotion comment, au milieu de tant de dangers et de difficultés les Physiciens français ont continué leurs travaux désintéressés. Soyez assuré que tout ce que la Physical Society pourra faire sera fait pour encourager et appuyer nos collègues et nos amis français. C'est pour nous un très grand bonheur de pouvoir renouveler nos cordiales et traditionnelles relations avec la Société française de Physique. Cher Collègue, soyez le bienvenu ! »

Les remerciements de la Société française de Physique seront présentés à la Physical Society, pour la part si émue qu'elle prend à nos deuils et à nos inquiétudes, et pour l'accueil si cordial qu'elle a fait à notre représentant.

Les communications ci-dessus ont été faites en séance :

1. *Expériences d'optique*, par M. A. Cotton.
2. *Étalonnage du thermomètre à mercure*, par M. P. Vernotte.
3. *Comparaison entre les phénomènes qui se produisent dans le cohéreur, le parafoudre et les relais à étincelle-pilote*, par M. P. Toulon.

1. — Expériences d'optique ;

par M. A. Cotton.

A. Procédé simple pour l'observation des franges des miroirs de Fresnel.

On utilise un morceau d'une plaque photographique ou même d'un cliché inutilisé en prenant de préférence dans ce cas, une région uniformément noire. On trace ensuite, au diamant, un trait rectiligne sur la face verre, de façon à entendre le crissement caractéristique d'un bon tracé. (S'il s'agit d'une plaque anti-halo, on n'arrive à ce résultat que si l'on a enlevé l'enduit coloré qui recouvre la face verre, en la frottant par exemple avec un tampon imbibé d'alcool à brûler; il faut traiter de même un cliché fait avec une telle plaque, parce que, après le fixage et la décoloration, cet enduit persiste sans qu'on le voie.) On plie ensuite la plaque comme si l'on voulait la couper complètement en deux, mais de façon que l'angle entre les deux portions reste inférieur à 180°.

On utilise alors comme miroirs les deux parties de la surface libre de la gélatine en profitant de ce que le pouvoir réflecteur de cette surface gélatine-air est suffisant dès que l'incidence devient notable. Le miroir coupé ainsi obtenu est posé sur un support plan; une source brillante telle qu'une lampe d'auto est disposée plus haut et à une distance suffisante pour qu'on la voie sous un diamètre apparent assez petit. Les deux surfaces réfléchissantes s'écartent alors trop, en général, de 180°, mais on modifie facilement leur angle en agissant sur l'un des miroirs. En plaçant l'œil au voisinage de l'appareil et dans la partie commune aux champs des deux miroirs, on aperçoit deux images distinctes de la source que l'on peut rapprocher à volonté. Si l'on interpose alors une loupe, on voit aussitôt les franges d'interférence de Fresnel à centre blanc et l'on vérifie que si l'on rapproche les deux images on voit les franges s'écarter de plus en plus.

Le système des deux miroirs de Fresnel à écart variable ainsi improvisé donne des franges bien meilleures qu'on ne serait tenté de le supposer *a priori*. En même temps que le pouvoir réflecteur croît lorsque l'incidence est notable, les défauts des miroirs jouent un rôle de moins en moins important et d'autre part on n'utilise qu'une toute petite partie de chacun d'eux. Par ailleurs, la discussion de la netteté des franges de Fresnel, facile à faire lorsque la source est éloignée, explique que l'on voit suffisamment les franges, même si le diamètre apparent de la source est sensible dès que ce diamètre apparent ne dépasse pas une fraction, telle que le sixième, de la distance angulaire séparant les deux images.

On a supposé que, comme d'habitude, on utilise des rayons qui se meuvent dans un plan perpendiculaire à l'arête des deux miroirs. Si l'on tourne autrement l'appareil et si les rayons incidents font avec ce plan un angle θ, l'angle x qui sépare les deux images diminue $\left(\sin\frac{x}{2} = \sin\alpha\cos\theta\right)$; les franges qui ne sont plus orientées de la même façon s'écartent; elles se voient dans l'espace commun aux deux faisceaux réfléchis (espace limité cette fois par deux droites qui ne sont plus parallèles).

On obtient un résultat analogue en répétant une expérience indiquée par Lippmann dans les *Comptes rendus* de 1905. Lippmann signalait alors qu'on peut observer les franges de Fresnel en utilisant deux miroirs faisant un angle très voisin d'un angle droit $\frac{\pi}{2} + \alpha$. Dans ce cas la source doit être nécessairement placée de façon que les rayons fassent un angle notable θ avec le plan normal à l'arête de jonction et l'angle des deux faces réfléchissantes doit être un peu plus *grand* qu'un angle droit. Les rayons qui ont subi deux réflexions successives donnent alors deux images distinctes que l'on voit sous un angle donné par la même formule que précédemment. L'expérience peut encore être faite avec les deux parties d'une même plaque préparée comme précédemment. En se plaçant un peu loin en arrière de la loupe on voit, outre les deux images données par une seule réflexion, deux images voisines formées par les rayons qui ont éprouvé deux réflexions. C'est là qu'il faut mettre l'œil.

B. Expériences sur les propriétés optiques des lames minces.

L'expérience la plus simple sur les franges d'interférence localisées consiste à observer les anneaux que l'on voit lorsqu'une goutte d'huile de graissage est déposée sur une surface d'eau propre et s'est convenablement étendue. Ces couleurs, que l'on voit souvent là où une goutte d'huile est tombée d'une automobile sur le sol mouillé, ont des teintes caractéristiques dans les régions où la couche est la plus mince. Quand la goutte est bien étalée, on voit d'abord dans ces régions une teinte blanchâtre un peu brillante suivie de jaunes et de bruns, puis d'une teinte sensible et du bleu.

Ces premières teintes correspondent à la présence dans le spectre visible d'une seule frange noire de Fizeau et Foucault, la différence de marche totale étant de l'ordre d'une demi-longueur d'onde. On ne peut pas les voir parmi les couleurs des anneaux de Newton à centre noir, pour lesquelles ce retard total dépasse forcément cette valeur. Le changement de phase correspondant à un trajet d'une demi-longueur d'onde qui se produit lors de la réflexion sur un milieu plus réfringent et qui est un retard (Wiener) *s'ajoute* en effet, dans le cas des anneaux de Newton, au retard géométrique. Dans le cas de la goutte d'huile déposée sur l'eau, c'est au contraire le rayon réfléchi sur la face d'entrée qui subit ce retard, ce dernier se *retranche* du retard géométrique.

L'expérience est disposée d'abord précisément avec de l'huile. Lorsqu'on en a trop mis, il suffit de souffler sur la surface, de façon à diminuer l'épaisseur de la couche, assez pour que les teintes précédentes apparaissent, elles se maintiennent si l'on utilise un jet d'air comprimé.

On répète l'expérience en remplaçant l'huile par un liquide volatil et d'abord avec de la benzine pure en en mettant une goutte sur l'eau propre. Pendant que la goutte s'étale, elle

s'évapore : on voit apparaître des anneaux sur le pourtour. Ils s'élargissent d'abord pour former des plages colorées qui diminuent d'étendue, puis disparaissent. Si l'on emploie la benzine qui est actuellement dans le commerce et qui contient des liquides moins volatils qu'elle-même, les apparences se modifient. La première goutte se comporte sensiblement comme celle de benzine pure, mais elle laisse à la surface un léger résidu. En ajoutant une deuxième, puis une troisième goutte, on observe des changements; la goutte s'étale moins que précédemment, puis son pourtour présente des festons qui se transforment en une série de gouttes périphériques, d'autres gouttes apparaissent dans l'intérieur. A mesure que ces gouttes s'évaporent à leur tour, les gouttelettes, puis les gouttes répètent chacune pour leur compte, les phénomènes présentés par la première goutte : extension avec apparition d'anneaux périphériques nets et vivement colorés, puis apparition de plages à teintes plates diminuant d'étendue jusqu'à ce qu'elles disparaissent. Les phénomènes observés, qui peuvent être très brillants, fournissent un moyen simple pour distinguer entre eux certains liquides volatils.

2. — Étalonnage de thermomètres à mercure;

par M. Pierre VERNOTTE.

Il s'agit de l'étalonnage de la graduation, degré par degré, selon une méthode dynamique, à ce titre un peu moins générale que la méthode statique classique reposant sur un *calibrage* de tige, mais beaucoup plus facile, et que nous avons pu appliquer avec précision dans des conditions expérimentales particulièrement rudimentaires.

Le thermomètre (au demi-degré) est solidaire thermiquement d'un système S, incomplètement isolé, où l'on déverse électriquement un débit de chaleur en principe constant. On observe au chronomètre à dédoublante le passage du ménisque devant chaque trait, en évitant la parallaxe par le procédé présenté à l'avant-dernière séance de la Société. Le défaut d'isolement est ensuite étudié par la mesure du refroidissement spontané du système. On connaît donc, à un facteur près qui n'intervient pas, la quantité de chaleur fournie à S pour chaque degré de variation de température lu au thermomètre en essai. La capacité calorifique de S en fonction de la température étant connue par les tables, on connaît donc la variation vraie de température correspondante.

On admet correctes (à moins qu'on ne puisse effectivement les déterminer autrement) les températures extrêmes t_1 et t_2, en fait 20° et 60°, entre lesquelles se fait l'étalonnage, qui consiste à fractionner linéairement l'intervalle (t_1, t_2). C'est ordinairement très suffisant, le but essentiel étant de corriger les différences d'allure de la graduation, dont l'effet serait grave si, comme dans les mesures de convection en régime variable, il fallait prendre la dérivée de la température.

Le système S est un cylindre d'acier doux (l'aluminium eut été préférable) de 4 cm de diamètre, 7 cm de longueur, dans l'axe duquel est creusé, sur une profondeur de 5 cm, un canal de 6,2 mm de diamètre, destiné à recevoir le thermomètre disposé horizontalement, dont la tige a 6 mm. Un enroulement chauffant de fil fin de constantan, guipé au coton, recouvre sa surface latérale.

L'opération, dont le principe est ainsi très simple, n'est très précise que si la vitesse du mercure n'est pas trop grande, si la chaleur dissipée est bien connue, si les conditions du contact thermique four-thermomètre sont bien définies, et connues, et si la correction de colonne émergente peut se faire avec sûreté.

Notre source d'énergie était, du fait des circonstances, un secteur électrique un peu agité, des variations duquel nous tenions très simplement compte. Pratiquement, au laboratoire, on utiliserait une batterie d'accumulateurs. La cause d'erreur n'est d'ailleurs pas grave, la vitesse instantanée du ménisque ne pouvant se déterminer mieux qu'à 2 ou 3 pour 100 près, puisqu'on ne peut constater les passages mieux qu'à 2 ou 3/100e de degré près.

Bien que le fil chauffant ne soit pas en contact thermique parfait avec la surface externe de S, la déperdition se fait dans les mêmes conditions pendant le chauffage et pendant le refroidissement spontané. L'étude du refroidissement donnant, en fonction de la température de la masse de S, la vitesse de variation de la température, on peut calculer ce qu'aurait été, sans la déperdition, la durée nécessaire à un échauffement de 1°.

Pour que la déperdition n'ait pas une trop grande importance relative, sans que, pour autant, le ménisque avance trop vite, il faut que S ait une capacité calorifique suffisante, ce qui précise le diamètre à donner au four. Si l'enroulement chauffant était noyé dans le métal du four, le rayonnement serait bien moindre, et la déperdition, moins importante. Vers la graduation 20°, il fallait 40 sec pour franchir 1°; vers 60°, ce temps n'était guère que doublé.

L'étude, faite préalablement, des échanges thermiques du four et du thermomètre, a montré qu'ils se faisaient suivant une loi exponentielle bien définie, dont la constante de temps était d'environ 20 sec. Cela tient à ce que la tige et le réservoir ont leur température variant à peu près suivant la même loi dans le temps : car ils ont même diamètre, la chaleur spécifique par unité de volume est la même pour le verre et le mercure, et le matelas d'air est à peu près le même. Sans cela, la tige aurait un rôle thermique propre gênant, le fonctionnement du système complexe tige-réservoir n'étant pas analysable avec assez de soin dans des expériences simples; et l'on ne pourrait se contenter sûrement d'une correction d'inertie facile.

Au début de l'expérience, la correction d'inertie, importante, est calculée par une loi exponentielle faisant intervenir τ. Il suffit ensuite d'admettre que le thermomètre est en retard de τ sec, ce qui fixe à tout instant la température de S permettant de corriger la déperdition.

La correction de colonne émergente, importante dans la thermométrie de précision, peut se faire, ici, en toute sécurité; car la constante de temps du refroidissement de la colonne mercurielle dans la tige ne se comptant qu'en dix-millièmes de degré, le mercure sorti du réservoir prend instantanément la température du verre de la tige.

3. — Comparaison entre les phénomènes qui se produisent dans le cohéreur, le parafoudre, et les relais à étincelle pilote;

par M. P. TOULON.

Ces trois appareils font appel au même phénomène physique : On applique initialement entre les électrodes une tension trop faible pour qu'aucun courant notable n'apparaisse. En ajoutant une tension à haute fréquence supplémentaire, même faible, on perfore le diélectrique, ce qui donne naissance à un courant important. Un organe extérieur interrompt ensuite le courant et éventuellement décohère l'appareil. C'est seulement l'ordre de grandeur des tensions et des distances entre électrodes qui diffère. L'effet de relais est très important.

L'auteur montre le rôle important de l'*ordre* dans lequel se succèdent les opérations : 1° application lente d'une tension aussi élevée que possible sans atteindre la perforation; 2° déclenchement par une faible tension supplémentaire à haute fréquence; 3° utilisation du courant déclenché (sonnerie) et limitation de ce courant; 4° coupure du circuit à l'extérieur; 5° choc exercé *pendant* que le circuit est coupé et avant le rétablissement progressif de la tension.

On peut augmenter la sensibilité du relais en utilisant une action électrostatique sur les électrodes, préalablement à l'amorçage. L'auteur suggère des dispositions nouvelles et passe en revue de nombreuses applications au sujet desquelles on pourra se reporter aux références suivantes :

1° *Relais à étincelle pilote.* — Redresseur de grande puissance, *Revue générale de l'Électricité*, 30 mars 1929, p. 477-482 et 6 avril, p. 518-526.

Applications à la télévision, Brevet français 826.284 et addition 48.904, 4e addition au Brevet 860.481, etc.

Montage décrit par M. Herreng dans sa *Thèse de Doctorat*, communication à la Société française de Physique, 1944.

Montage installé au Laboratoire Ampère, *Revue générale de l'Électricité*, 22 juin 1935, p. 802.

2° *Relais à éclateur et effluve.* — Tube WW 313 A de R.C.A., *The Wirelen World*, 17 février 1938, p. 138-140.

Tube Sylvania OA 4 G, *Manuel technique Sylvania*, p. 18.

Lampe à effluve, *La Lampe de Radio*, par Adam, Librairie de la Radio, 101, rue Réaumur, p. 182.

3° *Radio-conducteurs.* — Laboratoire Branly, Université catholique, rue d'Assas.

Cahier de M. Roger de 1885 à 1890.

Variations de conductibilités des isolants sous diverses influences électriques, *Journal de Physique*, séance du 17 avril 1891.

Conductibilité intermittente des couches minces, *Annales de Chimie et de Physique*, 8e série, Masson, 1904.

Sur les origines de la T.S.F., Glinchant, *Radioélectricité*, t. IV, n° 10, p. 289.

Les radio-conducteurs de Édouard Branly, *Typografia della pace Filippo Guggioni*, Roma, 1903.

Sur les contacts imparfaits, Pélabon, *Onde électrique*, p. 419-426.

SÉANCE DU 1er DÉCEMBRE 1944.

Présidence de M. G. Ribaud.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites dans la séance du 17 novembre.

Le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

MM. Debure (Maurice), Ingénieur de l'Institut d'Optique, Préparateur au Lycée Buffon, 2, rue Meilhac, à Paris (15e), présenté par MM. G. Boutry et M. Fallot.

Dessens (Henri), Professeur de physique au Lycée de Périgueux (Dordogne), présenté par MM. A. Kastler et E. Vassy.

Gillod (Jean-Marie), Docteur ès sciences, Professeur au Lycée Decour (ex Lycée Rollin), 7, rue de Thann, Paris (17e), présenté par MM. G. Boutry et M. Fallot.

Les communications suivantes ont été faites :

1. *Spectrographe universel pour les rayons X*, par Mlle Y. Cauchois.

2. *La mesure directe du facteur d'absorption des verres d'optique*, par M. A. Marchand.

3. *Un spectrophotomètre enregistreur à cellule photoélectrique pour le spectre visible*, par M. J. Gillod.

La communication de Mlle Y. Cauchois fera l'objet d'un Mémoire qui paraîtra dans le *Journal de Physique*.

2. — La mesure directe du facteur d'absorption des verres d'optique ;

par M. A. Maréchal.
Institut d'Optique.

L'absorption propre du verre (dont la connaissance est importante pour les usages optiques) peut être mesurée directement en éliminant l'influence des réflexions vitreuses sur les faces de l'échantillon. On place la lame à étudier en avant d'un bon miroir, de façon que tous les faisceaux réfléchis soient parallèles et qu'ils puissent être rassemblés sur le récepteur. Les pertes de lumière ne sont dues en première approximation qu'à l'absorption du verre sur le faisceau principal pendant ses deux traversées de la lame. L'appareil fournit d'autre part les facteurs de réflexion globale et de transmission globale de l'échantillon, ce qui permet une vérification. Les mesures sont effectuées en lumière monochromatique dans l'étendue du spectre visible.

3. — Un spectrophotomètre enregistreur à cellule photoélectrique pour le spectre visible ;

par M. J. Gillod.

Un nouveau type de cellule photoélectrique donnant des courants parfaitement proportionnels aux flux a permis l'enregistrement, en fonction des longueurs d'onde, des intensités spectrales d'un flux lumineux, par l'emploi d'une méthode de simple déviation.

L'appareil comporte un monochromateur double à prismes. Les bandes spectrales séparées peuvent être réduites à 10 Å. Le flux monochromatique à la fente de sortie de l'appareil est reçu par la cellule. Le courant est amplifié par un montage à lampe électromètre. L'amplification est linéaire et la dérive pratiquement supprimée. Le courant amplifié est mesuré par un galvanomètre dont le miroir projette sur une plaque photographique l'image d'un point lumineux. Pour une longueur d'onde donnée, les élongations horizontales de ce point sur la plaque sont proportionnelles aux intensités du flux reçu par la cellule. Un mécanisme convenable, solidaire d'une rotation des prismes du monochromateur, produit en outre un déplacement vertical du spot proportionnel aux longueurs d'onde des radiations admises à la fente de sortie. Un moteur actionne tout l'appareil et la courbe d'enregistrement des intensités énergétiques spectrales d'un flux lumineux est obtenue en quelques minutes.

On peut ainsi comparer, longueur d'onde par longueur d'onde, un flux lumineux type avec celui d'une source quelconque ou bien avec ce même flux modifié par la traversée d'un filtre coloré ou par diffusion sur un échantillon d'un matériau diffusant quelconque. Application à la mesure de facteurs de transmission ou de diffusion, à l'étude d'une source lumineuse, à certains dosages colorimétriques, etc.

SÉANCE DU 15 DÉCEMBRE 1944.

Présidence de M. J. Cabannes.

Aucune observation à propos des communications faites le 1er décembre.

Le procès-verbal de la dernière séance est adopté.

M. le Président communique la demande d'admission suivante sur laquelle il est statué de suite.

Est admis comme membre de la Société :

Institut du Verre, 3, rue de la Boétie, Paris (8e), présenté par MM. P. Fleury et J. Cabannes.

Il a été reçu pour la Bibliothèque l'ouvrage suivant :

L. Dunoyer : *La construction des Instruments et la Géométrie des corps solides* (Éditions du Comité général d'Organisation des Industries mécaniques, 11, avenue Hoche, Paris).

Deux communications ont été faites en séance.

1. *Étude expérimentale de la diffusion métallique à l'état solide*, par M. P. Chevenard.

2. *Sur l'hétérogénéité apportée dans un électrolyte par le passage du courant*, par M. P. Jolibois.

1. — Étude expérimentale de la diffusion métallique à l'état solide;

par MM. Pierre Chevenard et Xavier Waché.
Société Commentry Fourchambault.

La diffusion métallique à l'état solide intervient dans nombre d'opérations industrielles. Dans une précédente communication (Section de Lyon, avril 1939), les auteurs ont décrit et classé ces méthodes, et ils ont souligné les avantages de la *méthode thermomagnétique* appliquée à des *multilames* ferromagnétiques. Une multilame est obtenue en soudant au laminoir à chaud un paquet de feuilles alternées, formées de deux métaux ou alliages. Ces feuilles sont d'égale épaisseur et les composants sont choisis tels que l'un d'eux, au moins, où le produit de leur diffusion soit ferromagnétique. Un amincissement ultérieur au laminoir à froid fournit des tôles à différentes épaisseurs de lamelles : 120 à 10 μ.

Des échantillons, découpés dans ces tôles, subissent des recuits isothermes à l'abri de l'air, les températures étant échelonnées entre 800 et 1250° C et les durées entre 5 min et 200 h. Après recuit, ils sont essayés au thermomagnétomètre enregistreur : la courbe thermomagnétique change graduellement d'aspect au fur et à mesure que la diffusion tend à niveler la composition des lamelles paires et impaire.

Les deux premiers agrégats étudiés sont constitués par des alliages fer γ-nickel ferromagnétiques, exempts de carbone 38 et 49 pour 100 de Ni pour le premier et 33 et 72 pour 100 de Ni pour le second. Pour traduire par un chiffre le degré d'avancement de la diffusion, représentée par une courbe thermomagnétique donnée, les auteurs ont choisi pour paramètre l'aire σ comprise entre cette courbe et la courbe limite de l'agrégat devenu homogène. Puis, étudiant la variation de l'indice σ en fonction de la durée de recuit, pour une épaisseur de lamelles et une température données, ils déterminent la durée τ nécessaire pour réduire σ à la moitié de sa valeur initiale. L'expérience vérifie de façon très précise deux conséquences de la théorie : à température donnée, la durée caractéristique τ croît proportionnellement au carré de l'épaisseur des lamelles; pour une épaisseur donnée, τ varie avec la température absolue T du recuit selon la loi d'Arrhénius en $e^{\frac{Q}{RT}}$. La chaleur de diffusion Q, variable avec la teneur en nickel, apparaît en moyenne voisine de 50 000 cal/atm/g, c'est-à-dire d'un ordre dix fois supérieur à une chaleur de fusion.

Dans ce qui précède, la thermomagnétométrie est utilisée comme *méthode indirecte*, car l'observation porte sur l'indice d'hétérogénéité σ, qui est une *propriété moyenne* de l'agrégat. Mais les courbes enregistrées se prêtent à un deuxième mode d'élaboration qui fait apparaître la méthode connue *directe*. La mesure précise du point de Curie le plus élevé conduit à la teneur en nickel de la solution solide au cœur des lamelles les plus riches; d'où possibilité de suivre les changements de la concentration le long d'une surface isochimique donnée en fonction de la température et de la durée du recuit. Les auteurs ont obtenu ainsi une deuxième vérification de la loi des épaisseurs et de la loi des températures; puis ils ont réussi à déterminer le *coefficient de diffusion* D, et à en montrer la variation avec la teneur en nickel : D, très petit, est de l'ordre de 10^{-10} cm^2.sec^{-1} à 1000°.

Des résultats non moins nets ont été fournis par d'autres agrégats ayant pour constituant commun l'alliage paramagnétique NC_4, ferronickel additionné de chrome et de carbone (Ni = 22; Cr = 2; C = 0,3 pour 100). Associé au *baros*, alliage nickel-chrome à 10 pour 100 de Cr, le NC_4 donne un agrégat paramagnétique après soudure, mais fortement ferromagnétique une fois homogénéisé. L'agrégat « nickel-NC_4 » se prête à une étude délicate de l'hétérogénéité à la mise en solution, car la diffusion du fer γ dans les feuilles de nickel fait apparaître un deuxième point de Curie dans le domaine de l'état paramagnétique de ce métal.

Dans les deux agrégats « nickel-NC_4 » et « baros-NC_4 », les progrès de la diffusion sont traduits par l'accroissement de l'aimantation à température ambiante, grandeur susceptible d'une mesure précise. Or, si les résultats expérimentaux fournissent une troisième vérification de la loi des épaisseurs, la vitesse de diffusion ne varie plus avec la température selon la loi d'Arrhénius, mais elle croît plus rapidement encore. Le désaccord doit être attribué au carbone de l'alliage NC_4; isolé à froid sous forme de carbure riche en chrome, le carbone entre progressivement en solution par chauffage, et ses atomes très mobiles accélèrent le chassé-croisé des atomes de fer et de nickel.

A partir du résultat trouvé pour le coefficient de diffusion, les auteurs ont calculé l'extrême lenteur d'une réaction entre phases dans le système fer-nickel, à la température ordinaire; les chiffres obtenus conduisent à proscrire définitivement les théories des ferronickels réversibles fondées sur l'hypothèse d'une semblable réaction.

Applicable aux seules multilames ferromagnétiques, la méthode décrite n'a qu'un champ d'application restreint; mais, sensible et précise, elle a permis l'étude quantitative du système particulier fer γ-nickel. Les résultats trouvés pour les conditions de l'homogénéisation par recuit peuvent être étendus, quant à l'ordre de grandeur, à la plupart des produits sidérurgiques.

2. — Sur l'hétérogénéité apportée dans un électrolyte par le passage du courant;

par M. P. Jolibois.
École des Mines.

Un électrolyte formé de deux ions différents au sein d'un dissolvant polaire constitue un milieu homogène. Le passage du courant détruit cette homogénéité en concentrant du côté des électrodes les ions de charge opposée. Au voisinage même de chaque électrode les ions s'approchant ont tendance à créer à son voisinage des champs considérables. Ces champs orientent les molécules polaires qui s'opposent ainsi au contact entre l'ion et la paroi de l'électrode. Une augmentation du champ amène la rupture de la molécule polaire. Ceci permet d'expliquer l'électrolyse par un mécanisme (différent du mécanisme classique) dans lequel les métaux apparaissent à la cathode comme suite d'une action chimique secondaire; l'acte élémentaire à la cathode serait l'apparition d'un mélange d'hydrogène et d'oxyde basique dans le cas où le solvant est l'eau.

Par ces simples considérations on explique très facilement l'électrolyse des cyanures doubles, les réductions électrolytiques, les phénomènes d'électrolyse par étincelle, la structure spectrale de l'étincelle à la surface d'un électrolyte, etc. Si l'un des ions soumis à l'électrolyse est un des constituants de l'eau (H ou OH), celui qui y est associé se transporte au pôle de nom contraire en entraînant avec lui son partenaire. Ceci semble un paradoxe par suite du sens des charges, mais on le démontre facilement comme conséquence de l'existence des molécules dipolaires du solvant. Cette remarque a mis sur la voie d'un phénomène nouveau : le transport des acides et des bases. Le phénomène ainsi observé consiste

dans le transport de l'acide vers le pôle positif par tranches parallèles avec une séparation discontinue entre l'eau et l'électrolyte. Au bout d'un certain temps la cathode plonge dans l'eau pure. Il s'ensuit qu'en opérant à voltage constant le courant finit par ne plus passer. Comme la couche de séparation chemine avec la vitesse de l'anion, on peut en déduire une mesure de la vitesse absolue des ions.

SECTION SUD-EST.
(Groupe de Lyon.)

RÉUNION DU 1er MARS 1944 (*fin*).

2. — Sur les raies interdites de l'atome neutre d'oxygène;

par M. Louis HERMAN et Mme Renée HERMAN.

I. Au cours d'une étude systématique sur les conditions d'excitation des raies interdites de l'atome neutre d'oxygène, nous avons montré la possibilité de rehausser l'intensité des raies rouges 6300 et 6364 Å par rapport à la raie verte. Les reproductions projetées montrent des spectres contenant, comme raies atomiques, uniquement la raie verte dans presque tout le spectre visible. D'autres spectres montrent, en dehors de la raie verte, la présence simultanée des raies rouges et de quelques raies permises de O I.

Ce résultat semble en contradiction avec ceux obtenus par Emeleus, Sloane et Cathcart (*Proc. Phys. Soc.*, 1930, 51, p. 978), qui ont constaté l'impossibilité d'exciter les raies rouges, sous faible densité de courant, dans un mélange d'argon et d'oxygène.

Il résulte de ces observations que l'on a, en réalité, deux mécanismes possibles et entièrement différents dans l'excitation au laboratoire des raies interdites de l'atome neutre d'oxygène. Les raies rouges étant accompagnées de quelques raies permises de O I, il est probable qu'elles sont excitées par choc électronique. La raie verte, par contre, peut être excitée sans les raies rouges ni les raies permises de O I et A I. On a dans ce cas, très probablement, excitation de molécules neutres d'oxygène par les atomes d'argon avec décomposition en atomes ^3P et ^1S (ou en deux atomes ^1S).

En dehors de la raie verte, on constate la présence de deux spectres continus dont l'un est dû à l'argon (G. DÉJARDIN, *Journ. de Phys.*, série VII, 1938, 9, p. 142 et suiv.) et l'autre probablement à la molécule AO. Ce dernier spectre part de la raie verte et décroît lentement vers les courtes longueurs d'onde.

Les auteurs discutent les divers mécanismes proposés jusqu'ici pour rendre compte de l'exaltation des raies rouges dans les aurores de haute altitude (J. DUFAY et J. GAUZIT, *C. R. Acad. Sc.*, 1938, 206, p. 619; J. DUFAY, J. GAUZIT et TCHENG MAO-LIN, *Pub. Obs. Lyon*, 3, fasc. 3 et 8).

Aucun de ces mécanismes ne peut être admis sans objection. Il semble que, jusqu'ici, on ait négligé l'effet de la diffusion des atomes métastables vers les couches élevées de l'atmosphère. Les atomes à l'état ^1D peuvent parcourir, à partir de la région où se produit l'excitation et avant la destruction complète par chocs, un chemin bien plus grand que les atomes à l'état ^1S. Ainsi, dans les couches atmosphériques assez élevées, on aura surtout émission des raies rouges; par contre, la raie verte et la raie transaurorale seront bien moins intenses. Ce mécanisme ne fait intervenir aucun processus de choc et peut s'appliquer aux pressions les plus basses, pourvu que les atomes d'oxygène soient animés d'une vitesse initiale de quelques kilomètres par seconde. Ce même mécanisme doit également intervenir pour exalter l'intensité relative de la raie 5199 Å (^4S — ^2D) de l'atome neutre d'azote.

II. La probabilité de transition spontanée de la raie transaurorale 2972 Å étant la plus grande, après celle de la raie verte, nous avons cherché à mesurer avec précision sa longueur d'onde. Dans ce but, nous avons utilisé le même dispositif expérimental qui a servi à exciter la raie verte et les raies rouges. Lorsque la pression partielle de l'oxygène est faible et que le courant qui passe dans le tube est de faible intensité, on constate une émission intense de la raie 2972 Å, qui peut être photographiée en quelques minutes. Huit spectres enregistrés au microphotomètre de Moll fournissent la longueur d'onde $2972{,}25 \pm 0{,}01$ Å. Cette raie a déjà été signalée par Mc Lennan et, plus récemment, par Emeleus, Sloane et Cathcart qui ont trouvé la longueur d'onde $2972{,}3 \pm 0{,}15$ Å. De cette valeur plus précise de la longueur d'onde de la raie transaurorale, on déduit la longueur d'onde 6363,60 Å pour la deuxième raie rouge. Nous nous proposons de mesurer cette raie avec plus de précision encore, à l'aide d'une méthode interférométrique.

ERRATA.

Page 13 S, 2e colonne, ligne 6, *au lieu de* $i = \alpha A T^2(x)$, *lire* $i = \alpha A T^2 \varphi(x)$.

Page 13 S, 2e colonne, ligne 8, *au lieu de* 3000° K, *lire* 300° K.

RÉUNION DU 29 MARS 1944.

La Section du Sud-Est de la Société de Physique (Groupe de Lyon) s'est réunie le 29 mars 1944.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Sur l'intensité, l'énergie et la nature des ions produits dans un nouveau tube à accélération*, par M. Max MORAND.

2. *Impression d'émulsion sensible par des ions lourds*, par MM. Pierre CUER, Max MORAND et Eugène COTTON.

1. — Sur l'intensité, l'énergie et la nature des ions produits dans un nouveau tube à accélération;

par M. Max MORAND.

J'ai employé une source d'ions précédemment décrite [1]. Elle utilise la décharge spontanée sous haute tension dans l'hydrogène ou le deutérium; elle est caractérisée par le grand diamètre du trou de sortie et par l'adjonction, à la source d'ions proprement dite, d'une série de lentilles électrostatiques destinées à focaliser le faisceau et à donner aux ions moléculaires, toujours présents en très grande proportion dans le faisceau initial, l'énergie nécessaire pour obtenir leur cassure, en ions atomiques, contre les molécules du gaz résiduel, dans une région où la pression de ce gaz est encore assez élevée. Ces ions sont ensuite accélérés sous une plus haute tension et focalisés sur une cible.

En vue de déterminer l'intensité, l'énergie et la nature des ions de ce faisceau, j'ai réalisé l'ensemble des mesures suivantes :

1° Intensité nette du faisceau arrivant sur la cible, sans émission secondaire.

Deux procédés ont été successivement employés : un champ magnétique très intense dans lequel la cible est plongée, un

champ électrique antagoniste. Le premier procédé présente l'avantage d'empêcher l'arrivée aussi bien que le départ de tous les électrons secondaires ou parasites, susceptibles de fausser la mesure de l'intensité, et donne, par conséquent, une très bonne précision. Mais il présente l'inconvénient d'encombrer les environs immédiats de la cible par un électro-aimant et empêche ainsi des mesures simultanées d'activité provoquée par les neutrons dans une substance entourée de paraffine.

Le second procédé est plus simple, mais offre l'inconvénient de diminuer légèrement la valeur observée, par suite de l'arrivée, sur la cible, d'électrons parasites provenant du passage du faisceau dans la région où le champ électrique antagoniste est appliqué. Toutefois, dans un tube bien vidé, cette correction doit être assez faible; aussi ces deux séries de mesures, qui ont conduit à des intensités de 0,1 à 1 mA, ont-elles été très concordantes. Ces intensités, surtout jusqu'à 0,5 mA, peuvent être très stables (avec des variations lentes de quelques centièmes).

2° Différence de potentiel totale appliquée à la source et au tube.

Cette mesure a été effectuée au moyen de résistances en série (environ 550 MΩ); les valeurs des tensions mesurées au moyen de ces résistances ont été contrôlées en utilisant un éclateur à boules de dimensions suffisantes. La précision est de quelques centièmes. La tension maximum utilisée jusqu'à maintenant est de 200 000 V.

3° Puissance dissipée dans la cible.

Cette évaluation a été faite en mesurant le débit de l'eau de refroidissement de la cible et ses températures avant et après la cible; la précision obtenue est de l'ordre de quelques centièmes. L'évaluation de la puissance dissipée dans la cible montre, grâce à l'utilisation des mesures 1 et 2, que les ions arrivant sur la cible ont bien une énergie moyenne voisine de celle qui correspond à la tension totale appliquée au tube; ils proviennent donc bien de la source d'ions, ont traversé toutes les différences de potentiel appliquées à la source et au tube et leur énergie moyenne est ainsi déterminée avec une assez bonne approximation dans tout le domaine des tensions utilisées.

4° Déviation magnétique du faisceau d'ions.

J'ai obtenu cette déviation, soit au moyen d'un électro-aimant, soit au moyen d'une bobine de fil de cuivre parcouru par un courant d'intensité convenable et placée, à l'extérieur du tube, à hauteur de la porcelaine qui sert à l'isolement de l'étage d'accélération. L'avantage du premier dispositif est que la répartition du champ magnétique est plus facile à mesurer directement; l'avantage du second dispositif est qu il ne gêne nullement les opérations à effectuer autour de la cible et permet, cependant, à tout moment, la mesure précise de la déviation magnétique. Le calcul du champ magnétique de la bobine a été réalisé suivant des méthodes classiques et les résultats obtenus par la première méthode ont permis de faire les petites corrections relatives à la seconde.

Les foyers obtenus sur la cible ayant des bords bien définis et stables, la mesure de la déviation magnétique se fait avec une précision suffisante, pour une tension totale d'environ 150 000 V, appliquée à la source et au tube d'accélération.

L'observation du foyer pendant l'action du champ magnétique sur le faisceau ne révèle aucune apparence de décomposition en deux foyers correspondant, l'un aux ions atomiques, l'autre aux ions moléculaires.

De plus, la mesure précise de la déviation magnétique du centre et des bords du foyer a montré que les ions d'hydrogène ou de deutérium arrivant sur la cible, et dont l'énergie a été déterminée par les mesures 1, 2 et 3, sont bien des ions atomiques; leur énergie maximum est toutefois inférieure à celle qu'ils auraient s'ils avaient traversé, comme ions atomiques, toute la différence de potentiel appliquée à la source et au tube. Cela se comprend d'ailleurs aisément, car la cassure des ions moléculaires, provenant du processus primaire d'ionisation, a pour effet de laisser à chacun des deux ions atomiques qu'elle produit, seulement la moitié de l'énergie que possède l'ion moléculaire au moment de sa rupture.

Cette première démonstration de la nature atomique des ions, les mesures relatives à leur intensité et à leur énergie sont très favorables et permettent de prévoir la réalisation d'une source de neutrons de très grande intensité.

[1] *Cf.* Communications à la Société française de Physique, section de Lyon; *Cahiers de Physique*, 1943, n° **16**, p. 75; 1943, n° **18**, p. 74.

2. — Impression d'émulsion sensible par des ions lourds ;

par MM. Pierre Cuer, Max Morand et Eugène Cotton.

L'un de nous [1] a étudié l'impression de la plaque TN Lumière par les particules α du Po et a ainsi obtenu des renseignements intéressants sur sa granulation et son pouvoir d'arrêt. Disposant d'un générateur de neutrons, nous nous sommes proposé de poursuivre l'étude de cette plaque en cherchant à observer les trajectoires des ions lourds produits par la fission de l'uranium.

Dispositif expérimental. — Une masse mesurée d'acétate d'uranyle en poudre impalpable est étalée en couche très mince entre les émulsions sensibles de deux plaques TN. Les plaques sont disposées dans une gaine de plomb destinée à éliminer les rayons X parasites; cette gaine est placée sous 2,5 cm de paraffine, de façon à n'être soumise qu'aux neutrons lents. L'exposition dure environ 2000 sec, sous des conditions expérimentales bien fixées pour le générateur.

Développement. — Les plaques sont un peu moins révélées que pour des particules α; les autres conditions demeurant semblables.

Observation. — Les trajectoires sont identifiées et mesurées avec un microscope muni d'un oculaire micrométrique, la faible profondeur de champ permet de contrôler l'inclinaison des trajectoires.

Parcours apparent moyen (μ)		Parcours réel moyen (μ).	Parcours théorique limite (μ).	Parcours en air équivalent si le pouvoir d'arrêt est celui des α (cm).
mesuré.	extrapolé.			
7	9,6	12	15,5	2,15
11	13,6	17	20	2,77

Résultats. — On observe des traces de trois à cinq grains non identifiables sur des plaques non exposées, que nous supposons être dues à l'action des ions lourds issus de la fission de l'uranium. Ce résultat semble être en accord avec ce que A. Jdanoff et L. Myssowsky [2] avaient trouvé sur des plaques spéciales à émulsions épaisses. Les trajectoires sont plus apparentes que celles des rayons α, on peut donc employer une technique de développement qui permette de différencier les trajectoires des ions lourds du voile et des particules α produites par la radioactivité naturelle de l'uranium et de ses produits de désintégration. Les longueurs

moyennes directement mesurées des trajectoires prouvent que l'épaisseur de la couche sensible est à peu près suffisante pour contenir la trace des ions sous n'importe laquelle incidence. La détermination du nombre de trajectoires observées fournit une indication satisfaisante sur l'intensité du générateur de neutrons au cours de ces expériences. La courbe obtenue en portant en abscisses les longueurs directement mesurées, et en ordonnées les nombres de trajectoires, présente deux maxima. Nous avons essayé de voir s'ils pouvaient s'identifier avec les deux groupes de parcours bien connus [3]. Nous avons pris, pour parcours moyens des ions issus d'une couche infiniment mince d'uranium, le parcours extrapolé des longueurs à partir de l'angle le plus grand de la tangente pour chacun des deux maxima.

Pour calculer le parcours théorique limite, nous avons tenu compte de l'incidence moyenne des trajectoires dont le cosinus, dans nos expériences, est d'environ 0,8. Le dernier résultat (2,77 cm) est en accord, aux erreurs d'expérience près, avec la valeur de 3 cm trouvée pour le parcours des ions lourds [4] en leur prêtant la même loi de ralentissement que pour des particules α.

Appliquons la théorie de Bohr [5] au passage des fragments lourds issus de la fission de l'uranium à travers l'émulsion sensible.

En se reportant aux notations classiques, la fraction d'énergie perdue par la particule par unité de longueur et par atome, est

$$\frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi e^4}{M_1 m V^3}(Z_1 \text{ eff.})^2 \frac{L m V^3}{2 e^2 Z_1 \text{ eff.}} + \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2^2}{M_1 M_2 V^3} L \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \frac{V_{a12}^2 \text{ scr.}}{Z_1 Z_2 e^2}\right).$$

Le premier terme de cette formule exprime que le pouvoir d'arrêt est initialement régi par les chocs électroniques comme pour des particules légères. Le second terme correspond aux chocs nucléaires de fin de parcours et explique la divergence existant entre les pouvoirs d'arrêt des particules et des ions lourds. Le rapport du parcours régi par les collisions nucléaires au parcours total est

$$\frac{Rn}{Rt} = k \frac{(M_2)}{m} Z_1 \frac{-4}{3} Z_2 \frac{-3}{2} \frac{(V_0)}{Vi} \qquad (k = 0{,}07).$$

Nous devons donc nous attendre à des rapports de parcours dans des milieux différents inversement proportionnels à $Z_2^{\frac{1}{2}}$.

En considérant la gélatine de formule $C_{76}H_{124}O_{29}N_{17}$ comme un milieu de $Z_2 = 3{,}8$ et BrAg de $Z_2 = 42$, connaissant le rayon moyen d'un grain d'Ag dans la plaque TN, nous savons le parcours effectué dans la gélatine et dans BrAg, d'où un Z_2 dans l'émulsion égal à 8,77. Cela place notre milieu entre Ne et A pour lesquels, en utilisant le même pouvoir d'arrêt que celui des particules α, Bohr et ses collaborateurs [6] ont trouvé des parcours équivalents d'air de 23 et 30 mm pour Ne et 19 et 25 pour A.

Nos valeurs se placent approximativement entre ces chiffres, ce qui explique un bon accord avec la formule de Bohr pour des parcours dans l'air de 15 et 22 mm. Les recherches que nous avons effectuées sur la plaque TN Lumière peuvent se résumer ainsi :

Parcours équivalents dans l'air à des parcours de 1 μ dans l'émulsion sensible TN.

Du Po.	Ions $Z = 42$ (de U).	Ions $Z = 50$ (de U).
1,38 mm	1 mm	1,1 à 1 mm

[1] S. T. Tsien et P. Cuer, *Journ. de Phys. et Rad.*, série VIII, octobre 1943, IV, n° **10**.

[2] A. Jdanoff et L. Myssowsky, *Nature*, 1939, **143**, p. 795.

[3] E. T. Booth, J. R. Dunning, F. Slack, *Phys. Rev.*, 1939, **35**, p. 981.

[4] F. Joliot, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 647; *Journ. de Phys. et Rad.*, 1939, **10**, p. 159.

[5] N. Bohr, *Phys. Rev.*, 1940, **58**, p. 654-659; 1941, **59**, p. 270.

[6] J. K. Boggild, K. J. Brostrom and T. Lauritsen, *Phys. Rev.*, 1941, **59**, p. 275.

SECTION MÉDITERRANÉE.

RÉUNION DU 26 FÉVRIER 1944.

La séance est présidée par M. F. Canac, Directeur du Centre de Recherches scientifiques, industrielles et maritimes de Marseille.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Sur un banc d'essai pour hélices aériennes*, par M. L.-A. Sackmann, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Marseille.

2. *Mesure de la transparence des eaux livrées à la consommation*, par M. Dratz, collaborateur au Cadre des Recherches scientifiques, industrielles et maritimes.

3. *Mesure de la brillance et de l'intensité d'une source lumineuse. Application à l'étude de la flamme et du cratère de l'arc électrique*, par M. P. Proisy, collaborateur au Centre de Recherches scientifiques, industrielles et maritimes.

1. — Sur un banc d'essai pour hélices aériennes;

par M. L.-A. Sackmann.

I. Position du problème. — Le banc d'essai permet de mesurer le couple C (puissance absorbée W) et la traction T d'une hélice propulsive, en fonction du paramètre $\gamma = \frac{V}{nD}$, V étant la vitesse relative, n le nombre de tours par seconde de l'hélice, D son diamètre; la variation de γ est obtenue en maintenant constant n et en faisant évoluer V.

On déduit de ces mesures les coefficients caractéristiques de l'hélice : χ (puissance), τ (traction), η (rendement propulsif).

En principe, le problème est fort simple, puisqu'il suffit, en fait, de déterminer V, C et T.

En réalité, le problème se complique, car il est indispensable de déduire les caractéristiques réelles de l'hélice (caractéristiques dites effectives), celles même que l'on introduira par exemple dans le calcul des performances de l'avion équipé avec l'hélice en question.

Pour mesurer V et C, aucune difficulté essentielle ne saurait entraver les essais.

C'est la mesure de T qui réclame des précautions particulières :

Les pales d'hélice ne sont pas isolées; elles sont encastrées dans le moyeu, tournant au voisinage du fuseau-moteur fixe; dans un tel dispositif, les pales d'hélice ne sont pas seules à développer des efforts longitudinaux sur l'arbre (voir *fig.* 1).

L'hélice transmet en effet l'effort global T_{exp} (traction expérimentale) qui est la résultante des efforts subis par l'ensemble de l'équipage tournant (parties non hachurées de la figure 1). Cette résultante se compose de quatre termes :

— Deux termes principaux, Tp et F, mesurés du reste avec des sens opposés; Tp est la traction des pales, F est la traînée aérodynamique du moyeu;

— Deux termes secondaires, ΔTp et ΔF, d'interaction mutuelle *pales* ↔ *moyeu*; ΔTp est l'interaction *moyeu* → *pales*; ΔF est l'interaction *pales* → *moyeu*.

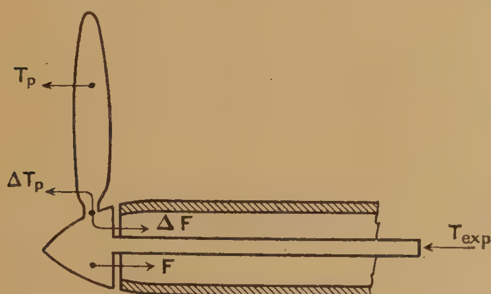


Fig. 1. — Distribution des efforts longitudinaux de l'hélice.

De cette sorte, la traction expérimentale a pour expression

$$T_{\text{exp}} = (Tp + \Delta Tp) - (F + \Delta F).$$

La composante F est à considérer comme une résistance passive faisant partie de la traînée d'ensemble de la maquette; elle intervient par exemple dans le calcul de la résistance de l'avion; elle ne saurait donc figurer dans l'expression de la traction effective de l'hélice.

La traction effective sera alors

$$T_{\text{eff}} = Tp + \Delta Tp - \Delta F = T_{\text{exp}} + F,$$

en faisant subir à l'hélice toutes les interactions.

C'est en cela que consiste la correction de traînée des essais d'hélices. Il ne s'agit non seulement de déterminer F sans ambiguïté, il faut encore s'arranger pour que cette correction soit faible, grâce à l'organisation même des liaisons intérieures du dispositif.

II. Principe expérimental. — *La pièce maîtresse du banc d'essai que j'ai construit et expérimenté depuis, est constitué par un système d'arbres coaxiaux a et b de son fuseau-moteur* (voir *fig.* 2).

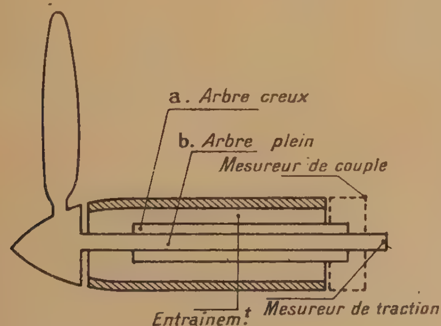


Fig. 2. — Principe des arbres coaxiaux.

L'arbre creux a est attaqué par courroie grâce à un moteur extérieur.

L'arbre plein b de l'hélice coulisse dans l'arbre creux.

L'axe de l'hélice possède de cette façon deux degrés de liberté (rotation et translation). Les mouvements relatifs de l'arbre plein par rapport à l'arbre creux sont freinés par un système de forces de rappel :

a. Un ressort spiral pour le décalage angulaire;

b. Une lame élastique pour la translation.

Il en découle aussitôt la possibilité de mesurer le couple et la traction :

a. Le couple est transmis par l'intermédiaire d'un torsiomètre, ressort spiral dont l'une des extrémités est fixée sur l'arbre moteur creux, et dont l'autre est attachée à l'arbre plein de l'hélice;

b. La traction est déterminée grâce à un dynamomètre amplificateur prenant appui sur une rotule spéciale portée par l'extrémité arrière de l'arbre de l'hélice (la course longitudinale, finie, est très faible).

Remarque 1. — La lecture du torsiomètre tournant pose le problème de la stroboscopie : un contacteur tournant assure la synchronisation d'un stroboscope électrique spécial.

Remarque 2. — Le mesureur de couple nécessite cependant une correction (correction de force centrifuge que l'on peut déterminer par le calcul, ou mieux, par mesure directe).

Remarque 3. — L'amortissement des deux mesureurs de couple et de traction trouve une première solution très satisfaisante dans le principe même des arbres coaxiaux dont les mouvements réciproques sont fortement amortis par le frottement visqueux des coussinets.

III. Présentation du banc d'essai. — Le fuseau-moteur du banc d'essai se compose alors comme suit :

1° *L'arbre plein* portant l'hélice;

2° *L'arbre creux* muni de coussinets et monté sur roulements à billes;

3° *La poulie d'entraînement* fixée sur l'arbre creux, attaquée par courroie;

4° *La carcasse du fuseau-moteur* montée sur le berceau du bâti général;

5° *Le contacteur tournant* bloqué sur l'extrémité de l'arbre creux;

6° *Le boîtier du mesureur de couple* monté sur l'arbre plein par l'intermédiaire d'un roulement à billes; il est entraîné par le contacteur qui le précède (système de galets à translation); le ressort spiral réalise enfin la liaison indispensable entre les deux arbres, avec un point fixe sur l'arbre de l'hélice et l'autre à l'intérieur du boîtier, donc sur l'arbre creux;

7° *Le tambour de repérage* porté par l'arbre de l'hélice et permettant de lire le décalage angulaire (torsion du mesureur de couple);

8° *Le pivot de transmission de traction* centré sur l'extrémité de l'arbre de l'hélice; il transmet les efforts longitudinaux à la tourelle de traction, elle-même solidaire du système dynamométrique amplificateur.

IV. Expériences. — Des expériences au point fixe ont pu être montrées en séance.

V. Conclusions. — Ce banc d'essai m'a permis d'entreprendre une étude comparative des caractéristiques de l'hélice et de l'écoulement de l'air au voisinage des pales (sillage local et décollement) [1].

La réalisation du dispositif pourra servir de maquette de construction pour un banc d'essai de grande puissance.

[1] L. A. Sackmann, *C. R. Acad. Sc.*, 1943, **216**, p. 371; 1943, **217**, p. 11.

2. — Diffusion et absorption des eaux troubles;

par M. Marcel Dratz.

L'appréciation de la limpidité des eaux de source et des eaux livrées à la consommation se fait habituellement par des mesures néphélométriques. La turbidité est repérée par

comparaison avec une eau optiquement propre qui a été troublée par un plus ou moins grand nombre de gouttes d'une solution de gomme-mastic ou de silice, dans des conditions déterminées.

Cette méthode, très sensible pour des eaux presque pures donne des résultats illusoires pour des eaux chargées.

Cela provient de ce que :

a. Le faisceau de lumière rendu visible par la diffusion des petites particules est constellé de points brillants dus à la diffraction par les grosses particules, ce qui rend l'égalisation photométrique peu précise;

b. Les lois de la diffusion des petites particules et des grosses sont différentes, ce qui rend impossible l'interprétation des mesures sur des eaux où la répartition des particules par grosseur est inconnue;

c. A une même différence de brillance relative correspond un accroissement du nombre de gouttes de mastic d'autant plus grand que la quantité de lumière diffusée est plus grande, ce qui conduit à diluer l'eau et à mesurer, et par conséquent, à modifier ses propriétés chimiques.

On a remédié au premier inconvénient en faisant les mesures avec un photomètre sans écran diffusant dont la plage a été rendue homogène en formant l'image du milieu trouble sur la pupille de l'observateur. On a remédié au dernier en rapportant les mesures de la brillance du milieu à son éclairement. La brillance considérée est celle de l'épaisseur-unité du milieu.

D'autre part, on a fait des mesures d'absorption des mêmes eaux en prenant la précaution d'éliminer du champ de mesure la lumière diffusée latéralement.

On a déterminé les courbes de diffusion et d'opacité d'une solution alcoolique de gomme-mastic en fonction de la concentration. On a effectué des mesures sur des eaux de Marseille.

Quelques résultats sont donnés.

On remarque par exemple dans le tableau ci-dessous :

a. La comparaison par la méthode de diffusion et d'absorption des eaux troublées naturellement à une eau troublée par une solution de gomme-mastic donne des résultats dont les ordres de grandeur sont tout à fait différents, ce qui est une preuve de la grande différence des propriétés optiques de ces différents milieux diffusants.

Eaux.	Diffusion.		Absorption.	
	$R = 10^6 \frac{B}{E}$ cm.	Nombre de gouttes-mastic équival.	Densité optique pour 10 cm.	Nombre de gouttes-mastic équival.
Brute	250	100	0,13	125
Avant décantation	260	105	0,43	330
Filtrée	38	18	0,12	115

b. L'eau « avant décantation » et l'eau « brute » ont mêmes diffusion et absorptions inégales; l'eau avant décantation est de l'eau brute à laquelle on a ajouté un coagulant qui diffuse peu et absorbe beaucoup.

c. Les eaux filtrées et brutes ont même absorption et diffusions inégales; le traitement a éliminé les petites particules qui diffusent beaucoup.

On conclut que pour apprécier la limpidité des eaux chargées, outre les mesures de diffusion, il faut effectuer des mesures d'opacité, et qu'il vaut mieux les exprimer par des grandeurs physiques plutôt que par l'intermédiaire d'un milieu trouble auxiliaire.

A la suite de cette communication, M. Rimattéi demande si l'on a étudié la transparence des solutions alcooliques de mastic troublées par l'eau en fonction de la température et du vieillissement, et signale l'intérêt pour les hygiénistes et les ingénieurs des mesures de transparence des eaux destinées à la consommation.

Mesure de l'intensité et de la brillance en un point d'une source lumineuse; Application à l'étude du cratère et de la flamme de l'arc électrique;

par M. P. Proisy.

La réalisation de plages uniformes fortement éclairées et l'éclairement d'objets de faibles dimensions très éloignés nécessitent l'emploi de systèmes optiques, même avec les sources les plus puissantes que l'on sache réaliser.

Si l'on veut obtenir l'éclairement maximum en un point déterminé, on projette l'image de la source sur ce point. Tout se passe alors comme si ce point était éclairé par une source de brillance égale à celle du point dont l'image se forme au point considéré, et de diamètre égal à celui du système optique.

Si l'on veut obtenir l'éclairement uniforme et suffisant d'une plage déterminée, on projette l'image de la source à une distance convenablement choisie pour que la plage soit tout entière dans le champ de pleine lumière (utilisation de tous les points de la source). L'image de la source joue alors, par rapport à la plage, le rôle de source d'intensité proportionnelle à celle de la source utilisée et au carré du grandissement du système optique. On placera donc cette image aussi près que possible de la plage à éclairer, et en même temps le plus loin possible du système optique (fort grandissement).

Le calcul de l'éclairement nécessite, dans le premier cas, la connaissance de la *brillance* aux différents points de la source, et dans le second cas celle de l'*intensité* de cette source seule, sans optique. Le dispositif décrit ci-dessous a pour but de faire la mesure de ces deux grandeurs.

En principe, cette mesure se ramène à celle de l'éclairement produit en un point déterminé, matérialisé par un trou ménagé dans une paroi plane. Le récepteur utilisé est une cellule photoélectrique reliée à un galvanomètre, la sensibilité du récepteur étant rendue semblable à celle de l'œil par interposition, devant la cellule, d'une cuve contenant une solution de sulfate de Cu et de bichromate de K (liquide étudié par Djoudat, *Thèse*).

Comme pour les mesures de brillances la surface du trou doit être aussi petite que possible, la cellule ne peut être placée directement derrière la paroi plane : un objectif reprend le faisceau lumineux et forme du trou une image sur la cellule, qui se trouve entièrement et uniformément éclairée.

L'objectif, la cellule et la cuve à liquide sont groupés dans une caisse fermée à l'entrée par la paroi qui porte le trou. L'ensemble forme un appareil rigide : un « Brillancemètre ».

Les réponses du galvanomètre en fonction des éclairements du trou ont été étudiées dans le domaine des éclairements réalisés au cours des mesures, c'est-à-dire jusqu'à 10 000 lux : les réponses sont rigoureusement proportionnelles aux éclairements.

Un étalonnage précis du brillancemètre à l'aide d'une lampe étalonnée permet alors de faire des mesures rapides et commodes.

Mesure des intensités. — Dans le cas de sources très intenses (sources associées à un dispositif optique par exemple), la mesure peut être faite directement. L'éclairement du trou du brillancemètre étant lue directement, la relation $E = \frac{I}{d^2}$ permet de déduire I, d étant connu.

Dans le cas de sources sans systèmes optiques, d devant rester grand par rapport à leurs dimensions, l'éclairement

serait trop faible pour se prêter à une mesure précise. On a recours au dispositif de la figure 1.

Un objectif achromatique O_1 donne de la source S une image sur un deuxième objectif achromatique O_2, qui forme sur le brillancemètre une plage uniformément éclairée, image de O_1.

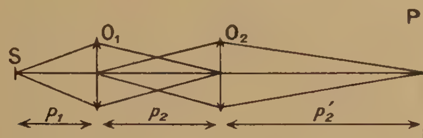


Fig. 1. — Schéma du dispositif pour la mesure des intensités.

L'intensité I de la source est liée à l'éclairement E de cette plage par la relation

$$E = kcI\left(\frac{p_2}{p_1 p'_2}\right)^2.$$

p_1, distance de la source au plan conjugué de la paroi P du brillancemètre;
p_2, distance du plan conjugué de P dans O_2 au plan principal objet de O_2;
p'_2, distance du plan P au plan principal image de O_2;
c, coefficient de transparence des deux objectifs;
k, coefficient numérique, qui dépend des unités choisies ($k = 10^4$ si l'on exprime E en lux, I en bougies, et les longueurs en centimètres).

Ce dispositif permet en outre de mesurer l'intensité d'une partie seulement de la source, en isolant cette partie au moyen d'un diaphragme, placé dans le plan de l'image intermédiaire.

Cette mesure faite sur l'arc électrique à haute intensité (charbons de 16-11 mm de diamètre, 170 A sous 78 V), nous a donné $I = 60\,000$ bougies, avec une contribution de 20 000 bougies pour la flamme. Cette source associée à un miroir de 120 cm de diamètre et de 60 cm de distance focale donne, sur l'axe du miroir, une intensité mesurée directement égale à 700 millions de bougies.

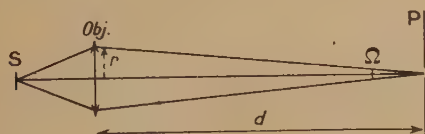


Fig. 2. — Schéma du dispositif pour la mesure des brillances.

Mesure des brillances. — La mesure de la brillance, en un point de la source, se fait en projetant l'image de ce point sur le trou du brillancemètre, à l'aide d'un objectif dont le grandissement soit suffisant pour que les dimensions du trou soient négligeables par rapport aux dimensions de l'image de la source.

La brillance B se déduit de l'éclairement du trou et des dimensions de l'objectif par la relation

$$E = kcB\Omega = kcB\frac{\pi r^2}{d^2},$$

r, rayon de l'objectif;
d, distance du brillancemètre à l'objectif;
c, coefficient de transparence de l'objectif;
k, coefficient numérique dépendant des unités choisies. ($k = 10^6$ si l'on exprime E en lux, B en bougies/mm², r et d avec la même unité).

Application a l'étude de l'arc électrique. Répartition de la brillance. — Lorsque l'on fait croître l'intensité du courant qui passe dans un arc à charbons homogènes, la partie lumineuse du cratère s'étend d'abord sur toute la surface terminale du charbon positif, qui finit par présenter une brillance uniforme de 150 à 160 bougies/mm², puis l'arc cesse d'être stable, il ne peut être poussé davantage.

Pour obtenir des brillances supérieures, on incorpore dans le charbon positif une mèche minéralisée (la nature du négatif ne joue aucun rôle appréciable). Avec de tels charbons, si l'on fait croître l'intensité du courant, la plage lumineuse tend encore à occuper tout le charbon, mais cette intensité peut être augmentée davantage, et pour une certaine valeur une flamme brillante apparaît, semblant jaillir du cratère (effet Beck). La brillance du cratère croît alors sensiblement, et atteint en un point 750 bougies/mm² (cratère vu de face).

Pour montrer que cette flamme Beck suffit pour expliquer cette augmentation de brillance, nous avons comparé la variation de la brillance suivant un diamètre vertical du cratère à la variation de l'épaisseur de la couche de gaz incandescents située en avant du cratère aux points correspondants. Le maximum de brillance, aux trois quarts supérieurs de ce diamètre, coïncide bien avec le maximum d'épaisseur de la couche de gaz.

Quelques divergences concernant la rapidité des variations montrent que des phénomènes accessoires se superposent au phénomène principal. Ces phénomènes (tels que l'absorption par les gaz eux-mêmes, la variation de la température dans le volume gazeux, etc.) pourront probablement être mis en évidence par une étude spectrographique.

La brillance mesurée de face résultant d'une accumulation de gaz en avant du cratère, cette brillance ne se conserve pas lorsque l'on s'écarte de l'axe. L'arc étant souvent associé à des optiques de très grande ouverture, il est nécessaire de mesurer la brillance dans d'autres directions. A 60° la brillance maxima n'est plus que de 550 bougies/mm².

Le gain de brillance obtenu avec les arcs à charbons à mèche minéralisée peut donc être attribué à la couche de gaz située en avant du cratère, une augmentation de cette couche n'augmenterait la brillance de la source, que pour une surface de l'optique qui lui est associée, d'autant plus faible que l'on s'éloigne davantage du plan de mise au point; pour les points de l'optique en dehors de l'axe, cette augmentation n'existerait pas, si bien que le gain réalisé serait vite négligeable.

RÉUNION DU 29 AVRIL 1944.

La séance a eu lieu à Marseille sous la présidence de M. Pierre Sève.

M. le Président fait part du décès de M. Louis Houllevigue, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences de Marseille, rappelle les travaux scientifiques de M. Houllevigue, ses articles et ses ouvrages de vulgarisation.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Sur les anomalies de décroissance de la perméabilité des couches pulvérulentes : contribution à l'étude de l'effet Tate*, par M. Louis Hugues.

2. *Condensation de la vapeur d'eau à la surface libre des huiles*, par M. R. Mérigoux.

3. *Chaleurs d'absorption, de solvatation et de dissolution de corps très solubles. Systèmes phénol-acétone et diphénylméthane-acétone*, par M. Édouard Calvet.

1. — Sur les anomalies de décroissance de la perméabilité des couches pulvérulentes : contribution à l'étude de l'effet Tate;

par M. Louis Hugues.

Il résulte des conditions générales développées en détail dans un Mémoire spécial [1], que la vitesse de filtration d'un liquide à travers une couche pulvérulente dépend à la fois du liquide filtrant (masse spécifique ρ, pression motrice $p = \rho g H$ viscosité μ) et de la substance filtrante (diamètre efficace des grains D_e, épaisseur de la couche, l, porosité de la couche P) et l'examen des paramètres dont dépend cette vitesse conduit à l'expression symbolique

$$V = F(\mu, \rho, p, l, D_e, P).$$

Pour un liquide donné et une substance filtrante donnée, l'étude de la filtration doit tenir compte non seulement de l'épaisseur de la couche, du diamètre des grains, de la charge motrice et de la température d'expérience, mais encore de la proportion relative des vides interstitiels, c'est-à-dire de la porosité. Nous nous sommes, au cours des recherches, posé la question de savoir s'il était possible de reproduire le phénomène constaté par Tate en 1860 et par J. Brunhes en 1881 et se traduisant par une diminution du débit dans le temps, pour une même charge motrice. Il y avait là de toute évidence, un phénomène bien singulier qu'il était indispensable d'expérimenter soigneusement afin de déceler ses causes, d'autant plus que les nombreux auteurs, qui s'occupèrent de perméabilité depuis 1881, ne signalent pas son existence. Nous avons utilisé pour nos recherches le perméabilimètre de précision Sackmann et Hugues [1].

Dans le but de résoudre la question, nous avons d'abord utilisé un sable silico-calcaire (80 pour 100 de calcaire), et nous avons soumis à la filtration la fraction de l'échantillon qui avait traversé le tamis de 400 µ sans traverser celui de 200 µ. En fait, il était facile de s'assurer, au contact de l'eau pure, que l'échantillon ainsi tamisé contenait encore une faible quantité de fines particules en suspension dans l'eau. En opérant avec de l'eau distillée, le phénomène signalé par Tate se produisait de telle manière qu'au bout du 4ᵉ jour le débit sous charge constante n'était plus que le quart de sa valeur initiale. Étant ainsi convaincu que l'*effet Tate* était reproductible, il ne restait plus qu'à faire varier les paramètres susceptibles de jouer un rôle dans l'expérience. Nous avons repris l'expérience avec du sable de Fontainebleau lavé aux acides, tamisé entre 200 et 400 µ, avec contrôle micrométrique, et lavé plusieurs fois à l'eau distillée de façon que la dernière eau de lavage soit claire; l'échantillon fut ensuite soumis à l'ébullition dans l'eau distillée durant 2 h environ, en prenant le soin de renouveler l'eau par trois fois. De cette façon, nous étions assurés que l'échantillon de sable était parfaitement défini et ne contenait plus ni d'air, ni impuretés colloïdales. En effectuant la filtration avec de l'eau distillée, à pression et température fixes, nous avons constaté que l'*effet Tate* se manifestait, mais avec une moindre importance que dans notre première expérience puisqu'au bout de huit jours de filtration, interrompue seulement par une nuit d'arrêt du débit, ce dernier était encore une fraction notable de sa valeur initiale 83/100ᵉ. Pour chaque détermination du débit, nous avons mesuré la hauteur de la colonne de sable dont la valeur allait en diminuant progressivement. Pour les 14 h d'arrêt du débit, la hauteur de la couche restait constante, à 2/100ᵉ de millimètre près, et il en était de même du débit au début et au terme de cet intervalle de temps. Comme à chaque hauteur de la colonne sableuse, qui diminue par affaissement, correspond une valeur bien déterminée de la porosité parfaitement calculable à partir de la connaissance de la hauteur réduite, ou du volume compact de l'échantillon, nous étions en droit de formuler les conclusions suivantes, valables en l'absence de colloïdes :

1° La couche de sable ne s'affaisse que sous l'action du courant liquide;

2° A porosité constante, le débit est lui-même constant;

3° Lorsque la porosité diminue, il en est de même du débit qui est une fonction très rapidement croissante de la porosité.

Grâce à l'utilisation du *perméabilimètre de précision*, nous avons d'ailleurs pu tracer la courbe représentative des variations du débit à charge constante en fonction de la porosité.

Dans une deuxième expérience, reprise dans des conditions identiques, nous avons introduit dans l'eau qui surmonte la colonne de sable, une faible quantité d'hydrate ferrique (quelques centigrammes). Nous avons alors constaté que la diminution du débit dans le temps prenait des proportions insoupçonnées à tel point qu'au bout de dix jours, avec interruptions nocturnes du débit pour les cinq premiers jours, ce dernier n'était plus qu'une fraction très faible du débit initial (4/10 000ᵉ). Nous sommes ainsi en droit de formuler les conclusions suivantes :

A. « L'*effet Tate* est la résultante de deux phénomènes qui superposent leurs effets :

« 1° Le colmatage des vides interstitiels du sable, par les fines particules contenues soit dans l'eau, soit dans le sable, avec interactions possibles et même certaines entre les grains, les particules colloïdales et l'eau.

« 2° L'affaissement de la couche, et par suite la diminution du volume des vides interstitiels, dû aux déplacements relatifs des grains sous l'action du courant liquide. »

B. « L'*effet Tate* cesse, pour un sable et une eau dépourvus de colloïdes, lorsque l'affaissement de la couche cesse lui-même, c'est-à-dire lorsque la porosité reste constante. Il cesse également pour un sable ou une eau contenant des colloïdes ou des particules très fines, mais au bout d'un temps très long qui peut atteindre un mois, l'écoulement étant poursuivi pendant cet intervalle de temps. »

Conclusions pratiques. — Des constatations qui précèdent, il résulte qu'il est illusoire de vouloir faire une détermination de perméabilité en se limitant à des mesures faites rapidement puisque, dans tous les cas, cette perméabilité évolue dans le temps dans des proportions pouvant être très importantes. Il faut donc, pour obtenir des renseignements de quelque intérêt sur la perméabilité d'une substance pulvérulente, s'armer de patience et attendre qu'il s'établisse un régime uniforme, ce qui exclut tout appareil utilisant une charge variable; à partir de ce moment seulement la détermination d'un coefficient de perméabilité a un sens, et il est alors manifeste que la perméabilité ainsi mesurée devra être nécessairement accompagnée des résultats de mesures relatifs à la porosité de la couche à partir du moment où le régime uniforme s'est établi, puisque alors seulement elle reste constante. La nécessité de disposer d'un appareil de précision s'impose ainsi d'une manière évidente, et c'est dans ce but que fut construit le perméabilimètre que nous avons utilisé pour nos mesures.

[1] L. A. Sackmann et L. Hugues, *Sur la perméabilité des couches filtrantes. Perméabilité de précision* (à paraître au *Journal de Physique*).

A la suite de cette communication, les observations suivantes ont été présentées :

M. Tian demande si les grains de sable s'éloignaient beaucoup, comme forme de sphères ? Sur la réponse affirmative de M. Hugues, il suggère qu'il y aurait peut-être intérêt à rouler le sable; le problème serait mieux défini avec des grains arrondis. Il fait remarquer aussi que des expériences faites avec des colloïdes négatifs seraient intéressantes à exécuter. Il est possible que l'on trouve avec eux un résultat tout différent de celui fourni par l'hydrate ferrique.

M. Sackmann répond au sujet de la forme et de la régularité des grains de sable : nous avons éliminé le sable de mer, de composition et d'aspect extrêmement irrégulier, au profit

du sable de Fontainebleau chimiquement pur, dont les particules roulées sont très régulières et bien homogènes.

M. Hugues fait observer que, dans la première expérience faite par lui, le trouble persistant constaté était certainement dû à des impuretés argileuses et le phénomène signalé se produit également. Des expériences sont en cours afin de résoudre parfaitement la question posée par M. Tian.

2. — Condensation de la vapeur d'eau à la surface libre des huiles;

par M. R. Mérigoux.

L'examen au microscope de la buée déposée par le souffle à la surface libre d'une goutte d'huile, préalablement étalée sur une plaquette de verre, peut fournir rapidement des indications sur la nature de l'huile et semble révéler l'existence de phénomènes capillaires qui n'ont pas d'équivalent à plus grande échelle :

1° A la surface libre d'une huile de paraffine rigoureusement exempte de molécules actives, la vapeur d'eau se condense sous forme de gouttelettes pouvant atteindre plusieurs centièmes de millimètre de diamètre, leur écartement étant du même ordre de grandeur. Ces gouttelettes, malgré leur proximité, ne se précipitent pas les unes sur les autres comme le font à plus grande échelle deux corps semblables flottant à la surface d'un liquide; cela s'explique par leur faible poids qui ne provoque aucune courbure de la surface restée libre de l'huile de paraffine.

Fixées à la surface de l'huile, ces gouttelettes sont en grande partie immergées. Elles sont en contact avec l'huile par la surface presque complète d'une sphère et avec l'air par la surface d'une calotte sphérique aplatie. Les diamètres du cercle équateur d'une gouttelette et du cercle limitant la calotte libre semblent bien être dans le rapport de 1 à 0,68, en accord avec le calcul des angles de raccordement. L'évaporation de la buée se fait par diminution progressive du volume des gouttelettes, qui disparaissent peu à peu tout en restant immobiles. Si l'on provoque une nouvelle condensation de vapeur d'eau, les nouvelles gouttelettes se forment aux mêmes points que les précédentes, ce qui laisse supposer l'existence de germes de condensation.

2° A la surface libre de l'acide oléique, corps composé de molécules présentant des groupements hydrophiles, la vapeur d'eau se condense d'abord sous l'aspect d'une couche d'eau uniforme qui devient rapidement le siège d'un fourmillement de gouttelettes très fines et juxtaposées, crevant les unes dans les autres et formant des plaques isolées de gouttelettes de plus en plus grosses. Chacune de ces plaques se réduit finalement à une seule gouttelette qui engendre autour d'elle un mouvement régulier de l'acide gras : mouvement centripète à la surface et centrifuge dans les couches sous-jacentes. Elle disparaît en général brusquement par une sorte d'explosion à deux dimensions.

Ces phénomènes ne paraissent pas avoir de correspondants à plus grande échelle. Les gouttelettes d'eau qui se forment ainsi semblent de plus se présenter sous l'aspect de lentilles assez aplaties, ce qui est en contradiction avec le calcul des angles de raccordement et les observations non microscopiques. On peut s'assurer qu'il s'agit bien de lentilles d'eau sur l'acide gras (et non du contraire) par l'emploi du colorant Soudan III qui colore l'acide oléique en orangé vif et laisse l'eau incolore.

3° L'aspect que revêt la condensation de la vapeur d'eau peut déceler la présence d'une faible quantité de molécules actives mélangée à de l'huile inactive.

Dans ce cas, la buée est d'abord semblable à celle qui se forme à la surface de l'huile rigoureusement inactive; ce n'est qu'après une dizaine de secondes que les gouttelettes amorcent un mouvement de rassemblement qui peut aller jusqu'à produire les mêmes effets que ceux que l'on observe à la surface de l'acide oléique. On observe de plus la diminution relative et progressive de la calotte émergeante des gouttelettes, en liaison avec une variation de la tension interfaciale huile-eau; variation due à l'adsorption des molécules actives.

Les traces de substances capables de former à la surface de l'eau une couche monomoléculaire liquide provoquent en général les mêmes phénomènes que les traces d'acide oléique. Les substances capables de former à la surface de l'eau un vernis moléculaire solide engendrent également l'instabilité de la buée; mais alors les gouttelettes crèvent difficilement les unes dans les autres et forment des figures caractéristiques de chaque substance.

L'examen de ces figures est rapide et, dans un laboratoire, d'un intérêt pratique pour contrôler le traitement d'une huile, en particulier son inactivité. La stabilité de la buée est en effet, dans ce cas, un critérium extrêmement sensible; d'autant plus sensible que l'huile est plus fluide.

On voit également qu'à l'échelle microscopique peuvent se produire des phénomènes imprévisibles et difficilement explicables, du moins de façon immédiate, par les phénomènes connus à plus grande échelle.

3. — Chaleurs d'absorption, de solvatation et de dissolution de corps très solubles. Systèmes phénol-acétone et diphénylméthane-acétone;

par M. Édouard Calvet.

L'étude au ralenti du phénomène de dissolution, effectuée à l'intérieur du microcalorimètre de A. Tian, m'a déjà permis de mettre en évidence, par des mesures directes, l'effet suivant [1] :

Toute dissolution débute par un dégagement de chaleur souvent considérable, dû à la formation exothermique d'un complexe solide soluté-solvant; celui-ci étant susceptible de se dissocier ensuite plus ou moins après son passage en solution.

La destruction du réseau cristallin, qui est postérieure à la formation du complexe, ainsi que la dissociation de celui-ci sont au contraire des phénomènes endothermiques.

Il en résulte que *les courbes donnant les quantités de chaleur Q dégagées par la fixation de n mol de solvant sur 1 mol de soluté passent en général par un maximum.*

La courbe $Q = f(n)$ est un peu plus complexe pour les corps de grande solubilité. La destruction du réseau cristallin se produit presque dès le début de la fixation du solvant sur le soluté, tandis que la solvatation se poursuit après le passage en solution. L'analyse du phénomène est cependant possible et elle est fort instructive.

Nous avions déjà étudié le cas de la dissolution dans l'acétone du tétranitrate de β-méthylglucoside et de l'heptanitrate de β-méthylcellobioside [2]. Pour ces corps, la phase liquide apparaît très vite. On l'observe nettement à la surface des cristaux pour $n = 1$. La phase solide disparaît quand $n = 3$ pour le cellobioside et $n = 5$ pour le glucoside. Pendant cet intervalle, la solvatation est si marquée que l'effet thermique global (somme de la chaleur d'absorption du solvant et de la chaleur de dispersion des molécules du soluté) est positif. Lorsque la phase solide a disparu, la pente de la courbe $Q = f(n)$ *augmente d'abord un peu*, puis diminue; ce qui prouve que la solvatation se poursuit. On passe ensuite par un maximum (solvatation achevée) et, à partir de $n < 6$, un refroidissement apparaît (dispersion du soluté dans le solvant).

L'examen de ce dernier cas nous a conduit à étudier de plus près celui des corps de grande solubilité dans certains solvants. Nous avons pensé que l'augmentation de pente de la courbe $Q = f(n)$, après la dissolution à saturation, serait plus marquée que dans l'exemple précédent. C'est bien ce que l'expérience a confirmé.

L'étude des systèmes phénol-acétone et diphénylméthane-acétone [3] nous a même montré un refroidissement dès le début de l'absorption du solvant. Cette exception apparente à la règle énoncée plus haut, relative à l'échauffement qui précède la dissolution, analysée de plus près, confirme au contraire cette règle.

Système phénol-acétone. — La solubilité du phénol dans l'acétone est très grande. Nous l'avons mesurée à 17°,0. Nous trouvons que $n = 0{,}2865$ mol d'acétone dissout 1 mol de phénol.

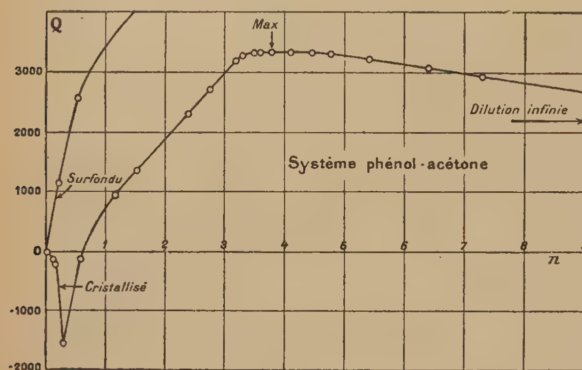


Fig. 1.

Dans ces conditions, il ne faut pas s'étonner que la destruction du réseau cristallin, qui se produit dans le court intervalle $0 < n < 0{,}2865$, produise un effet thermique négatif qui masque l'effet thermique positif de formation du complexe solide soluté-solvant.

a. La courbe $Q = f(n)$ dans cette première partie n'est d'ailleurs pas rectiligne. Si le phénomène initial d'adsorption n'existait pas, on devrait avoir un dégagement de chaleur proportionnel à la quantité de solution formée, c'est-à-dire proportionnel à n. On trouve au contraire une courbe, dont la tangente à l'origine est sensiblement nulle, qui montre qu'à l'absorption de chaleur, due à la destruction du cristal et à son passage à l'état de solution saturée, se superpose un effet thermique positif, très notable, qui ne peut être dû qu'à la formation d'un complexe de solvatation [4].

La forme de la première partie de la courbe $Q = f(n)$ démontre donc déjà l'existence du phénomène d'échauffement qui se produit au début de la dissolution.

b. Cela est confirmé par le fait que le minimum de la courbe $Q = f(n)$, qui représente la chaleur de dissolution à saturation, est de — 1 550 cal alors que la chaleur de fusion du phénol est de 2 720 cal. Ces deux valeurs devraient être identiques si la solution était idéale. La chaleur de solvatation correspondant à la solution saturée est donc voisine de + 1170 cal.

c. Mais, ce qui est venu confirmer encore mieux ces conclusions, c'est l'examen de la suite de la courbe $Q = f(n)$. Pour $n > 0{,}2865$, c'est-à-dire après la disparition totale de la phase solide, on observe un échauffement considérable, puis un maximum de coordonnées $n = 3{,}8$ et $Q = + 3\,360$ cal suivi d'un refroidissement lent jusqu'à la dilution infinie pour laquelle $Q = + 2200$ cal.

Cet échauffement, qui fait suite à la formation de la solution saturée, démontre la solvatation du phénol.

Le refroidissement lent qui fait suite au maximum est dû à la dispersion des molécules du soluté (travail négatif de la pression interne).

d. Absorption d'acétone par le phénol surfondu. — Nous n'avons pas réussi à maintenir assez longtemps le phénol surfondu à 17°,0 pour faire des mesures directes de chaleurs d'absorption d'acétone à partir du phénol pur. Mais nous avons pu faire ces mesures à partir de solutions acétoniques pour lesquelles n est voisin de 0,1. On constate un échauffement considérable, proportionnel à n, qui donne au début de la courbe $Q = f(n)$ la même pente que celle de la courbe relative au phénol cristallisé pour les valeurs de n un peu supérieures à celle de la solution saturée. Pour $n = 0{,}2865$, on a bien $Q = 1170$ cal. La somme $1170 + 1550 = 2720$ cal représente bien la chaleur de fusion du phénol. A partir de $n = 0{,}2865$ les courbes du phénol surfondu et du phénol cristallisé se déduisent évidemment l'une de l'autre par translation de

$$\Delta Q = 2720 \text{ cal.}$$

e. La formule de Le Chatelier *appliquée à la solubilité* du phénol dans l'acétone à 17° donne approximativement *la chaleur de dissolution à saturation* L_{diss}.

Le rapport moléculaire du phénol dans la solution saturée à 17° étant 0,7773 et le point de fusion du phénol 41°, on trouve avec cette formule $L_{diss} = 1800$ cal au lieu de 1550 cal trouvé expérimentalement.

Système diphénylméthane-acétone. — J'ai fait avec ce système le même travail qu'avec le précédent. Les résultats se ressemblent beaucoup.

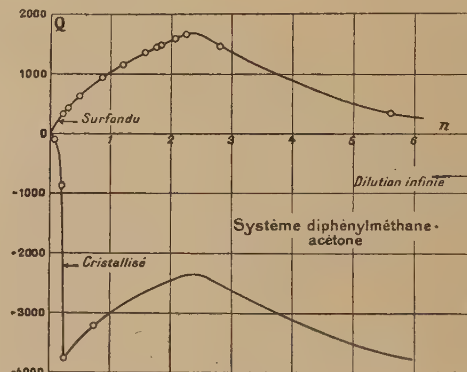


Fig. 2.

Le diphénylméthane est encore plus soluble dans l'acétone que le phénol. J'ai trouvé qu'à 17°,0, 1 mol de diphénylméthane se dissout dans $n = 0{,}2139$ mol d'acétone. Le point de fusion du diphénylméthane est de 26°,2, c'est-à-dire encore plus voisin de la température ordinaire que celui du phénol.

a. La première partie de la courbe n'est pas rectiligne et présente une tangente à l'origine sensiblement horizontale comme dans le cas du système phénol-acétone.

b. Le minimum de la courbe correspond à la solution saturée. Il a pour coordonnées $n = 0{,}2139$, $Q = 3775$ cal, alors que la chaleur de fusion est 4200 cal d'après les tables américaines (International critical-data) et 4100 cal d'après mes mesures.

La chaleur de solvatation correspondant à la solution saturée serait donc de $4100 - 3775 = 325$ cal.

c. C'est ce que j'ai retrouvé en traçant *directement* la courbe $Q = f(n)$ relative au diphénylméthane surfondu à partir de $n = 0$. Ce corps reste en effet facilement en surfusion à 17° à condition d'éviter toute agitation et tout germe cristallin. On trouve encore pour le diphénylméthane surfondu, au cours de l'absorption d'acétone, un dégagement de chaleur proportionnel à n au début de l'absorption. Pour $n = 0{,}2139$ on a bien $Q = + 325$ cal. A partir de $n = 0{,}2139$ les deux

courbes relatives au corps cristallisé et au corps surfondu se déduisent l'une de l'autre par translation de + 4100 cal (chaleur de fusion).

On obtient le maximum du dégagement de chaleur pour $n = 2,4$ environ; on a alors $Q_{max} = + 1700$ cal pour le corps surfondu (— 2400 cal pour le corps cristallisé).

La chaleur de dissolution à dilution infinie est négative (contrairement à ce qui a lieu pour le phénol) — 700 + 100 cal pour le corps surfondu et — 4800 + 100 cal pour le corps cristallisé.

d. L'application de la formule de Le Chatelier à la solubilité du diphénylméthane dans l'acétone à 17° donne correctement *la chaleur de dissolution à saturation*

$$L_{diss} = 4100 \text{ cal.}$$

Conclusion. — Pour les corps de très grande solubilité, il ne nous a pas été possible de séparer expérimentalement, comme nous l'avions fait pour le cas général, le phénomène initial d'absorption du solvant qui précède la dissolution, de celui qui correspond au passage à l'état de solution saturée. Mais nous avons pu établir expérimentalement, par l'étude des courbes $Q = f(n)$ donnant les quantités de chaleurs dégagées par la fixation croissante de n mol de solvant sur 1 mol de soluté, que l'échauffement, dû à l'absorption du solvant, existe même dans le cas de corps extrêmement solubles. Nous avons pu évaluer la chaleur de solvatation à l'état dissous. En résumé, la règle que nous avons énoncée, d'après laquelle toute dissolution débute par un dégagement de chaleur dû à la formation d'un complexe solide soluté-solvant, paraît très générale.

[1] Édouard Calvet, *Journ. Chim. Phys.*, 1938, **35**, p. 286-298; *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 542; 1942, **214**, p. 716; 1942, **215**, p. 138; *Ann. Fac. Sc. de Marseille*, série II, 1941, XV, fasc. I; série II, 1942, XVI, fasc. I.

[2] E. Calvet et A. Maurizot, *Effets thermiques produits au cours de l'absorption d'acétone par le tétranitrate de β-méthylglucose et l'heptanitrate de β-méthyl cellobiose* (*C. R. Acad. Sc.*, 1943, **216**, p. 51-52).

[3] Nous avons choisi ces systèmes parce qu'ils présentent un intérêt particulier dans une étude sur la constitution des bakélites que nous poursuivons actuellement.

[4] Nous avons pu mettre en évidence, directement, par l'expérience calorimétrique, l'effet thermique positif qui précède la dissolution du phénol dans l'acétone en ralentissant énormément l'absorption du solvant; mais nous n'avons pu évaluer le poids correspondant de solvant fixé; ce poids restait de l'ordre de grandeur de nos erreurs de pesée.

RÉUNION DU 8 JUIN 1944.

La séance a eu lieu à Marseille, sous la présidence de M. François Canac.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Influence de la température sur la phosphorescence. Expériences de Cours*, par M. Dratz.

2. *Chambre sourde. But. Édification. Propriétés*, par M. Canac.

3. *Mesure des qualités acoustiques d'une chambre sourde*, par M. Jannin.

4. *Premiers résultats sur le processus de l'émission lumineuse d'un arc électrique*, par M. Proisy.

1. — Influence de la température sur la phosphorescence Expérience de cours;

par M. Dratz.

La brillance d'une substance phosphorescente dépend, entre autres variables, de la température.

On a déterminé expérimentalement pour trois valeurs de la température (0°, 18°, 95°) les courbes de décroissance de la brillance d'un produit phosphorescent [1] en fonction du temps. Celui-ci, compté à partir de l'extinction de la source lumineuse excitatrice était compris entre 10 sec et 10 min.

Les formules classiques du déclin de la phosphorescence qui sont de la forme $I^m(a \times t) = b$ où I est l'intensité lumineuse, t le temps, a et b les deux constantes dépendant de la substance étudiée et m un exposant fonction de la température, laissaient prévoir que les courbes $I = f(t)$ seraient disposées l'une au-dessus de l'autre dans l'ordre des températures croissantes. On a trouvé que les courbes étaient dans l'ordre 95°, 0°, 18° pour des intensités croissantes.

Afin de s'assurer de ce résultat, on a fait une détermination qualitative (reproduite en séance) en comparant simultanément les brillances de trois échantillons maintenus à des températures différentes. Les échantillons étaient peints sur les parois de boîtes métalliques juxtaposées contenant : de l'eau brouillante, de l'eau à la température ordinaire (20°) et de la glace fondante. On constate : immédiatement après l'extinction de la source excitatrice, les brillances sont dans le même ordre que les températures. La brillance de la peinture chaude décroît très vite et s'égalise à celle de la peinture à 20° au bout de 6 sec environ. Elle décroît encore et s'égalise à celle de 0° au bout de 20 sec environ. A partir de ce moment la brillance de la peinture la plus chaude reste la plus faible, l'ordre des brillances croissantes étant 95°, 0°, 20°, comme on avait trouvé précédemment.

Ces résultats sont du reste en accord avec les courbes précédentes prolongées par extrapolation.

Il semble que le nombre d'électrons déplacés pendant l'excitation est sensiblement le même quelle que soit la température, mais qu'ils sont d'autant plus rapidement libérés que la température est plus élevée.

[1] Produit commercial B. B. B. constitué par un mélange de diverses substances phosphorescentes.

2. — Chambre sourde. But. Édification. Propriété;

par M. François Canac.

Les mesures d'acoustique sont entravées presque toujours :

1° par la présence d'ondes stationnaires créées par les réflexions;

2° par les bruits parasites.

En plein air, nous avons pu trouver exceptionnellement un endroit se prêtant à des mesures expérimentales : sol plat (étang asséché) donnant une image bien définie de la source sonore, bords embroussaillés freinant à la fois le vent et les sons extérieurs, grand éloignement (4 km) de lieux habités, sources de bruits. Mais ceci est exceptionnel et l'on est gêné par le vent et les difficultés de transport. D'où la nécessité d'opérer en laboratoire dans des locaux spéciaux improprement appelés « chambres sourdes ».

Ce sont des chambres dont les parois sont : 1° absorbantes; 2° étanches aux sons extérieurs.

Trois dispositifs sont actuellement réalisés :

1° Un matériau absorbant feutre, coton, soie de verre est disposé contre les parois (plafond et plancher compris). En effilochant le matériau on rend la densité décroissante

de la paroi rigide à l'intérieur de la chambre. Mais la sustentation du matériau très léger est difficile et exige l'emploi d'autres matériaux lourds (planches, fils de fer) créant des réflexions importantes. Un inconvénient de ce dispositif est d'autre part de prendre beaucoup de place. L'épaisseur uniforme de la couche absorbante est voisine du mètre. De plus, près de la couche même et du fait de l'absorption, le champ sonore n'est pas uniforme, il ne le devient qu'à environ 1 m de l'absorbant. D'où une première conclusion : les chambres sourdes doivent être grandes (dimensions très supérieures à 4 m) pour présenter une région centrale utile de volume convenable.

Enfin, dans le dispositif considéré, il est très difficile à l'expérimentateur de pénétrer dans la salle et d'y placer des appareils de mesure.

2° Du feutre est disposé sur un bâti léger en bois de façon à former des dièdres d'une dizaine de degrés et de 1,50 m de hauteur. Leurs arêtes sont par exemple verticales sur deux côtés de la chambre (côté émission et réception) et horizontales sur les quatre autres. Même remarque que plus haut concernant les dimensions de la chambre.

Les dièdres constituent d'excellents absorbants. Comme les ondes sonores ne les attaquent jamais normalement, leurs faces présentent une épaisseur relativement importante d'absorption. Le son se réfléchit d'autre part plusieurs fois d'une face à l'autre. Il en est de même de l'onde qui, après les avoir traversés se réfléchit sur les parois de la pièce et les traverse à nouveau.

Il est d'autre part facile de placer des appareils sur les arêtes et d'y ménager un passage pour l'expérimentateur. Toutefois les arêtes parallèles et équidistantes des dièdres peuvent produire des diffractions gênantes. Il peut être utile, à ce point de vue, de réaliser des dièdres de hauteur et d'angle différents et aussi d'orientations différentes. Dans une telle chambre sourde, $12 \times 8 \times 7$ m, la loi de l'inverse du carré des distances a été bien vérifiée.

3° Des couvertures légères de coton, feutrées de $2 \times 1{,}50$ m, sont d'abord tendues parallèlement aux parois verticales et à quelques centimètres d'elles. De plus une autre série est tendue de façon à former la surface latérale de troncs de pyramide, dont le sommet est la source sonore disposée à l'arrière de la pièce et dont la grande base s'appuie sur les parois latérales de la salle. Ces troncs de pyramide sont comme emboîtés les uns dans les autres. Sur les deux faces opposées (côté émission et côté réception) les couvertures sont suspendues de façon à former des dièdres à arête verticale dont le plan bissecteur passe par la source.

Ainsi les ondes sonores frappent toujours les parties absorbantes sous l'incidence rasante. L'espace compris entre deux couvertures joue le rôle de « piège à son ».

Ce dispositif a le grand avantage de laisser à l'arrière de la pièce un très grand volume disponible. Il ne nécessite aucune armature de soutènement. Enfin il est facile de voir que les bords des couvertures ainsi disposées ne forment pas de réseau régulier de diffraction.

Dans une telle chambre ($13 \times 5{,}50 \times 6$ m) l'intensité du son décroît en raison inverse du carré de la distance avec de légères fluctuations que l'instrument très sensible qu'est l'oreille peut déceler. Si nous considérons simplement l'onde réfléchie par une paroi et donnant par interférence avec l'onde incidente des maxima et des minima d'amplitude M et m, une différence d'intensité de 4 db entre les points correspondants à M et m est due à une absorption (en amplitude) de 95 pour 100, une différence d'intensité de 1 db est due à une absorption (en aptitude) de 99,7 pour 100. On voit combien une excellente absorption peut laisser subsister encore de légères fluctuations.

Préservation des bruits extérieurs. — La chambre doit avoir des parois épaisses et reposer sur des bases solides. Si elle n'est pas trop grande, on peut la construire sur une dalle de béton reposant sur du liège comprimé, le tout enfermé dans une seconde chambre. Un problème difficile est celui de l'accès à l'intérieur. Nous l'avons résolu en créant des sas comportant successivement quatre portes du type fermeture de frigidaires. Celles-ci peuvent se coincer solidement et donnent successivement une protection de 40 30, 30 et 15 db ($7 \times 3 \times 3$ m). L'intérieur de la « cabine sourde » ainsi constituée est drapé suivant le mode de la grande chambre sourde précédemment indiqué.

3. — Vérification des qualités acoustiques d'une chambre sourde ;

par M. Y. JANNIN.

Des mesures ont été effectuées dans la grande chambre sourde du C. R. S. I. M. de Marseille, en vue de chiffrer ses qualités acoustiques. L'insonorisation par rapport aux bruits extérieurs n'est pas le but principal recherché dans l'aménagement de cette salle, qui est spécialement conçue pour éviter toute réflexion du son sur les parois.

S'il en est bien ainsi, l'intensité sonore doit être constante sur toute sphère dont le centre est la source sonore, et elle doit varier comme l'inverse du carré de la distance à la source. Ces deux points ont été vérifiés à diverses fréquences de 150 à 8000 p/sec avec une approximation qui peut paraître médiocre *a priori* puisque les écarts atteignent assez souvent 2 db en plus ou en moins (l'écart moyen étant cependant normalement inférieur à 1 db, voire 0,5 db).

Pourtant on peut considérer qu'une ou plusieurs fractions réfléchies de l'onde incidente s'ajoutant pour atteindre au total 5 pour 100 de l'intensité de celle-ci suffisent à expliquer la présence d'ondes stationnaires conduisant à de semblables écarts. La bonne vérification de la loi de décroissance en fonction de la distance suffit du reste à prouver combien faible est le pourcentage d'ondes réfléchies. On déduit de ces expériences les précautions à prendre lorsque l'on veut effectuer, avec une précision déterminée, des mesures d'intensité sonore ou des étalonnages d'appareils dans ladite chambre sourde.

Le dispositif expérimental qui a servi à établir ces résultats comprenait soit un microphone à piézocristal de petites dimensions accouplé à un préamplificateur, soit un microphone électrodynamique placés dans la chambre sourde. La source de son était un sifflet ou un tuyau d'orgue placé au point de convergence des dièdres absorbants.

Dans la salle voisine se trouvait un amplificateur à gain élevé réglable (10^5) dont le circuit de sortie, accordé sur la fréquence de travail (atténuation du bruit de fond), débitait sur un voltmètre à travers un redresseur à lampe diode. Cet ensemble était taré au moment de l'emploi par substitution au microphone d'une source de tension connue, constituée par une hétérodyne musicale dont un atténuateur (de 0 à 120 db) permettait de régler avec précision le niveau de sortie. La précision de lecture et de tarage était d'environ 1/5ᵉ de décibel pour tout ce qui concerne la partie électrique. Les écarts constatés sont donc d'origine purement acoustique. La fréquence et l'intensité de la source ayant été maintenue constantes avec une bonne précision, seule la présence d'un léger système d'ondes stationnaires dans la chambre est cause de ces écarts.

Premiers résultats sur le processus de l'émission lumineuse de l'arc électrique à haute intensité ;

par M. Paul FROISY.

Lorsque l'on utilise des charbons homogènes avec une lampe à arc pour charbons positifs de 16 mm de diamètre et négatifs de 11 mm, l'intensité du courant ne peut être augmentée au delà de 120 A pour une tension aux bornes de 78 V, la brillance du cratère est alors de 150 à 160 bougies/mm².

Lorsque l'on utilise des charbons à mèche — charbons Orlux 550 de la Société « Le Carbone Lorraine » — l'intensité peut être poussée jusqu'à 170-180 A et la brillance maximum atteint alors la valeur de 750 bougies/mm². Au-dessus de 120 A apparaît une flamme brillante qui jaillit du cratère, c'est à ce phénomène que l'on a donné le nom d'*effet Beck*.

Nous nous sommes proposé de rechercher par quel processus se produit cette augmentation considérable de la brillance : renforcement du fond continu et des raies, part du charbon et des gaz dans ce renforcement, modifications du spectre.

Les premiers essais ont été faits sur le charbon Orlux 550, avec un spectrographe à réseau à grande dispersion — 3,7 A/mm de la plaque photographique — dans la région vert-jaune du spectre, de 5500 à 5900 A. Malgré la grande dispersion obtenue, la richesse extraordinaire en raies du spectre du charbon employé dans cette région ne permet pas d'atteindre le fond continu recherché.

Nous avons donc dû faire confectionner des charbons à mèches minéralisées avec un seul corps, et qui donne lieu à l'effet Beck. Nous avons expérimenté avec des charbons à mèches minéralisées séparément avec du fluorure de calcium, de strontium, et de lanthane, en outre, avec du cadmium métallique.

Ce dernier charbon ne nous a pas donné d'effet Beck à proprement parler. Par contre, le charbon au calcium nous a donné toutes satisfactions : effet Beck marqué, brillance de l'ordre de grandeur de celles du charbon Orlux 550.

Après avoir rappelé, par une série de clichés, comment se manifeste l'effet Beck, et montré l'identité d'aspect de l'arc au calcium et de l'arc avec charbon Orlux 550, nous avons montré un exemple de spectres de l'arc au calcium, pour différentes intensités de courant, sur le cratère et dans la flamme.

Nous avons présenté l'enregistrement de ces spectres et du spectre de l'arc au charbon homogène, obtenu à l'aide du microphotomètre enregistreur de la Faculté des Sciences de Marseille, mis à notre disposition par M. Jausseran, dans l'intervalle 5660-5560 Å (voisinage de la bande verte du carbone dégradée vers les courtes longueurs d'onde, dont la tête se trouve à 5635 Å).

Le spectre n° 1 de l'arc au charbon homogène pris avec une intensité de 120 A correspond à une brillance de 160 bougies/mm².

Les spectres n° 2, 3 et 4 de l'arc au calcium ont été pris avec des intensités de 120, 170 et 200 A, valeurs pour lesquelles la brillance croît en progression arithmétique : 200, 400 et 600 bougies/mm².

La comparaison des spectres 1 et 2 montre simplement un léger renforcement du fond continu, qui suffit pour expliquer l'augmentation de 40 bougies/mm² de la brillance, indépendamment de l'apparition des sept raies du calcium situées entre 5603 et 5582 Å.

La comparaison des spectres 2 et 3 montre un renforcement très net du fond continu et de la bande de carbone et un léger élargissement des raies du calcium; une estimation approchée de la contribution de ces deux phénomènes à l'augmentation de la brillance conduit à une contribution de 150 bougies/mm² par augmentation du fond continu.

La comparaison des spectres 3 et 4 montre une particularité inattendue : le fond continu est rigoureusement le même sur les deux spectres, seules les raies du calcium se trouvent fortement élargies. L'étude étant encore en cours, il n'est pas possible de dire si cet élargissement suffit, pour expliquer le gain de 200 bougies/mm² pour la brillance.

L'augmentation de brillance de l'arc au charbon à mèche minéralisée avec du fluorure de calcium résulterait donc principalement du renforcement du fond continu pour des intensités croissant de 120 à 170 A, puis de l'élargissement des raies du calcium au-dessus de 170 A. Des charbons à mèche perforée commandés à la Société « Le Carbone Lorraine » nous permettront de dire si le renforcement du fond continu provient d'une augmentation de la température du charbon ou d'un apport supplémentaire des gaz situés devant le cratère.

Nous avons essayé de vérifier ce résultat dans les autres domaines du spectre par un premier examen visuel des clichés pris : l'élargissement des raies à partir d'une intensité située entre 150 et 170 A s'est trouvée confirmée; la variation annoncée du fond continu au-dessous de cette valeur s'est trouvée confirmée du côté des grandes longueurs d'onde, mais elle est douteuse du côté des courtes longueurs d'onde; l'explication de ce fait réside en ce que le spectre du charbon homogène, continu du côté du rouge, présente de nombreuses raies, qui masquent le fond continu du côté violet.

SECTION SUD-OUEST.

SÉANCE DU 18 MARS 1944.

La séance est présidée par M. Rougier, Directeur de l'Observatoire.

A l'unanimité, les Membres présents approuvent la création d'une Section « Sud-Ouest « de la Société française de Physique. Les réunions auront lieu en principe une fois par mois, au cours de la troisième semaine, à la Faculté des Sciences.

M. J. Rösch expose *les propriétés et possibilités des mesures stéréoscopiques* (avec projections).

M. Rougier, Président, souligne l'intérêt des résultats obtenus par M. Rösch et publiés dans sa Thèse.

SÉANCE DU 20 AVRIL 1944.

M. Guizonnier, Professeur au Lycée de Bordeaux, fait un exposé de documentation sur les *Dispositifs de mesures du champ électrique terrestre* et indique les montages qu'il a étudiés.

RÉUNION DU 18 MAI 1944.

M. Rougier, Directeur de l'Observatoire de Floirac, préside la séance qui a lieu exceptionnellement à l'Observatoire.

M. Dubois présente un photomètre œil-de-chat construit pour étudier le rapport des brillances de la lumière cendrée et du bord du croissant de la Lune.

Suit une visite des installations nouvelles de l'Observatoire : laboratoires, atelier. Au cours de cette visite, M. Rösch présente les appareils qu'il a construits ou fait construire à l'Observatoire pour ses très intéressants travaux.

On visite ensuite les coupoles et l'installation de M. Guizonnier pour les études du champ électrique terrestre.

Le photomètre à œil-de-chat;

par M. J. Dubois,
Astronome à l'Observatoire de Bordeaux.

Un nouvel exemplaire du photomètre à œil-de-chat, conçu par M. Danjon pour l'observation de la Lune, a été construit à l'Observatoire de Bordeaux. Quelques modifications de détail ont été apportées dans sa construction et dans les procédés d'étalonnage, car la connaissance de constantes très exactes est nécessaire. Le photomètre permet de déterminer la différence de magnitude entre deux plages bien précisées, l'une appartenant au bord du limbe lunaire, l'autre à la lumière cendrée.

L'appareil se compose d'une lunette astronomique, dotée d'un oculaire coudé pour la commodité des observations, devant laquelle on adapte un dispositif de deux prismes à réflexion totale et d'un diaphragme à œil-de-chat permettant d'obtenir au plan focal de l'objectif une deuxième image de brillance variable de l'astre observé.

Les prismes peuvent tourner de 180° de telle façon qu'on puisse substituer une réflexion vitreuse à la place de la réflexion totale. On produit ainsi un affaiblissement supplémentaire de la deuxième image.

L'étalonnage consiste à déterminer la différence de magnitude entre les deux plages observées pour une diagonale de l'œil-de-chat égale à 1 cm, et ceci pour toutes les combinaisons possibles des deux prismes.

La description complète de l'instrument et de la méthode d'étalonnage sortent du cadre de ce résumé; on les trouvera exposées en détail dans *Ciel et Terre*, LVIIIe année, n°s 11 et 12, 1942.

On a donné également, au cours de la présentation, la marche à suivre pour utiliser le photomètre, tant dans le cas de la Lune que dans le cas de l'étude d'une étoile variable, bien que l'appareil soit moins commode pour ce second genre de recherche.

On a signalé aussi dans quel but étaient effectuées les mesures photométriques de la Lune, et annoncé une communication ultérieure sur ces travaux originaux.

SÉANCE DU JEUDI 15 JUIN 1944.

La séance est présidée par M. Cau.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *La diffusion moléculaire de la lumière dans les cristaux* (exposé d'ensemble), par M. A. Rousset.

2. *Effet Raman dans les cristaux : la symétrie des ions SO_4^{--} dans le gypse (projection)*, par MM. A. Rousset et R. Lochet.

3. *Réalisation d'un spectropolarimètre photographique à grande ouverture* (présentation de l'appareil et projection), par M. R. Servant.

4. *Astrographe à grand champ et grande luminosité dérivé de la chambre de Schmidt*, par M. J. Rösch.

2. — Effet Raman dans les cristaux : La symétrie des ions SO_4^{--} dans le gypse;

par MM. A. Rousset et R. Lochet.

Le seul dénombrement des fréquences Raman du gypse qu'on doit attribuer aux mouvements internes des ions SO_4^{--} prouve que cet ion n'a plus la symétrie du tétraèdre régulier, comme on l'observe dans les solutions de sulfates alcalins. L'existence de cinq raies symétriques et de quatre raies antisymétriques, mise en évidence par les mesures de polarisation de J. Cabannes [1], limite aux trois types D_2, C_{2v} et C_2, la symétrie de l'ion déformé.

Nous avons repris et complété l'étude expérimentale de la polarisation des raies Raman du gypse. Nous avons d'abord séparé les composantes symétriques et antisymétriques des bandes non résolues par J. Cabannes. Voici les fréquences en cm^{-1} des neuf raies classées en symétriques (S) et antisymétriques (A) par rapport à l'axe binaire du cristal :

413 (S); 492 (S); 621 (S); 623,5 (A); 669 (A);
1006 (S); 1117 (A); 1138 (A); 1144 (S).

On peut prévoir les caractères de polarisation des fréquences Raman du cristal dans l'hypothèse des types de symétrie D_2, C_{2v} et C_2 pour les ions SO_4^{--}. Après avoir classé les oscillations de l'atome déformé, on suppose que tous les ions de la maille prennent l'un de ces mouvements et on les couple de façon à retrouver, pour le mouvement d'ensemble, une oscillation appartenant au groupe fini isomorphe de la maille [2]. Le calcul est possible puisqu'on connaît l'orientation des ions SO_4^{--} dans la maille du gypse [3]. La comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux montre que l'ion déformé n'a conservé comme éléments de symétrie qu'un axe binaire parallèle à l'axe binaire du cristal (type C_2).

(Un exposé plus complet paraîtra au *Journal de Physique*.)

[1] J. Cabannes, *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **195**, p. 1353.
[2] J. Cabannes et R. Aynard, *Journ. de Phys.*, 1942, **3**, p. 137.
[3] Wooster, *Z. f. Kristal.*, 1936, **94**, p. 375.

3. — Réalisation d'un spectropolarimètre photographique à grande ouverture.
(*Présentation de l'appareil*);

par M. Roger Servant.

L'auteur présente le spectropolarimètre photographique qu'il a réalisé dernièrement [1] et qui est surtout caractérisé par la grande ouverture relative de son objectif de chambre. Il est disposé de la façon suivante :

Les rayons lumineux issus d'une source S (par exemple un arc au Hg) tombent sur l'objectif O_1 servant de condenseur. Ils convergent sur la fente F après avoir traversé le polariseur P. Ils traversent ensuite l'analyseur A et l'objectif O_2 en donne un faisceau parallèle. Celui-ci est dispersé par un prisme et l'objectif O_3 *ouvert à f* : 1,9 en forme le spectre sur un film de 35 mm pouvant se dérouler dans son plan focal. La cuve C, remplie de liquide actif, est interposée entre P et F. On fait tourner P (de 10′ en 10′ par exemple) en prenant chaque fois une photographie du spectre. On examine ensuite, sur l'ensemble des spectres obtenus et pour chaque raie, la position des extinctions. Celle-ci peut se déterminer à l'œil à quelques minutes près, et si l'on utilise un microphotomètre (Hilger par exemple) à une fraction de minute près.

La caractéristique essentielle de l'appareil est la grande ouverture de l'objectif de chambre de son spectrographe, ce qui augmente la sensibilité et surtout la *rapidité* des opérations photographiques. Le collimateur du spectrographe est au contraire peu ouvert, ce qui permet de donner de grandes dimensions à la fente (pour rendre négligeables les phénomènes de diffraction) et d'utiliser correctement analyseur et polariseur. L'objectif O_3 est un objectif photographique de précision, tout à fait suffisant ici comme objectif de chambre pour les besoins de la polarimétrie.

La luminosité de l'appareil est telle, qu'en plus des mesures sur les raies jaune, verte et indigo du mercure (578, 546 et 436 mμ) il permet de faire des mesures sur la raie violette (405 mμ) pour laquelle les mesures visuelles sont généralement impossibles et aussi pour la raie ultraviolette 365 mμ. L'auteur

projette des clichés obtenus avec le limonène sous une épaisseur de 2 cm et des temps de pose de 1/25e de seconde pour les raies jaune, verte, indigo et violette, et de 30 sec seulement pour la raie ultraviolette 365 mμ.

L'auteur pense que des appareils analogues pourront être construits spécialement pour l'ultraviolet où ils rendraient de très grands services. Il faudrait utiliser des objectifs ou miroirs concaves très ouverts et aussi d'assez grande distance focale pour avoir un étalement suffisant des spectres.

Dès maintenant, l'appareil présenté, qui est environ six fois plus ouvert que les spectropolarimètres photographiques usuels les plus lumineux, permet des mesures photographiques rapides dans un domaine spectral plus étendu que celui des spectropolarimètres visuels, et en particulier des mesures sur les liquides absorbants dont l'étude exigerait autrement des temps de pose prohibitifs. Il paraît donc devoir faciliter de nombreuses études de dispersion rotatoire naturelle ou magnétique.

[1] R. Servant, *C. R. Acad. Sc.*, séance du 13 mars 1944.

SÉANCE DU 14 DÉCEMBRE 1944.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Théorie des mouvements des molécules dans les cristaux organiques; vérifications expérimentales à partir de l'effet Raman et des chaleurs spécifiques aux basses températures*, par A. Rousset.
2. *Photométrie hétérochrome stéréoscopique*, par MM. Monnier et J. Rösch.

1. — Théorie des mouvements des molécules dans les cristaux organiques; vérifications expérimentales à partir de l'effet Raman et des chaleurs spécifiques aux basses températures;

par M. A. Rousset.

Dans la plupart des cristaux organiques, les forces intermoléculaires ou forces de cohésion du cristal sont beaucoup plus faibles que les forces qui s'exercent entre les atomes d'une même molécule et qui gardent la même valeur dan les différents états. On peut donc distinguer en première approximation les mouvements « internes » ou mouvements des atomes à l'intérieur de chaque molécule, des mouvements « externes » au cours desquels tous les atomes d'une même molécule se déplacent en bloc.

Ces petits mouvements des molécules supposées rigides peuvent se décomposer en mouvements des centres de gravité et en changements d'orientation autour des centres de gravité supposés fixes.

1° *Mouvements des centres de gravité.* — Les molécules réduites à leur centre de gravité sont autant de points homologues d'un réseau complexe, mais dans la plupart des cas, en choisissant convenablement la maille parallélépipédique élémentaire, on peut ramener ce réseau complexe à un réseau simple; pour tous ces cristaux les mouvements des centres de gravité se traduisent seulement par des ondes acoustiques, de faible fréquence. Leur action sur la lumière visible ne modifie que de quelques cm^{-1} la fréquence de la vibration diffusée (raie Rayleigh).

2° *Mouvement relatif d'une molécule par rapport à son centre de gravité.* — Si l'on suppose que le centre de gravité est fixe et que le champ des forces agissant sur la molécule est invariable, on trouve que le petit mouvement général est obtenu par la superposition de trois mouvements, appelés « mouvements propres », qui sont périodiques : chacun de ces mouvements propres est un mouvement de rotation de faible amplitude, autour d'un axe fixe, suivant une loi sinusoïdale; nous l'appellerons un *pivotement*.

Mais dans un cristal, les forces qui orientent chaque molécule et qui sont dues aux molécules voisines changent à chaque instant, puisque toutes ces molécules ne sont pas immobiles. Tout déplacement d'une molécule ayant des répercussions infinies sur le mouvement des autres, c'est par un système d'ondes qu'on rendra le mieux compte de cette agitation thermique. Raisonnons sur un modèle linéaire et supposons que le long d'une file les molécules se répartissent en deux catégories quant à leur orientation moyenne. On trouve que lorsqu'un pivotement se propage sous la forme d'une onde de longueur λ, cette onde transporte deux vibrations dont les fréquences sont différentes, et tendent l'une vers zéro (fréquence acoustique), l'autre vers une valeur finie (fréquence optique) quand λ augmente indéfiniment. Au cours du mouvement de fréquence optique, deux molécules consécutives sont en opposition de phase. Il en résulte :

1° Qu'au cours de cette oscillation les réseaux de points congruents de la théorie de Born, obtenus en prenant un seul et même atome dans chaque maille, se déplacent sans se déformer ni changer d'orientation; les fréquences de pivotement sont donc prévues dans les $3s - 3$ fréquences optiques de Born (s : nombre d'atomes de la maille).

2° Que le mouvement de chaque molécule, c'est-à-dire la direction des pivots et les fréquences de pivotement, sont les mêmes que si la molécule était placée dans un champ de forces invariable.

La cohésion des cristaux organiques à molécules non polaires s'explique par les « forces de dispersion » de London; les doublets « résiduels » des molécules environnantes induisent dans notre molécule des doublets qui sont attirés par les doublets inducteurs; sous l'action de ces forces une molécule anisotrope sera ramenée à son orientation d'équilibre. Si l'on suppose les doublets induits localisés au centre de la molécule, on vérifie que : 1° les pivots sont les axes de l'ellipsoïde des réfractivités de la molécule (confondus avec les axes d'inertie); 2° une molécule dont l'ellipsoïde des réfractivités est de révolution doit tourner librement autour de son axe de symétrie. Cette dernière conclusion ne peut être maintenue dans le cas des cristaux réels que si la distribution des électrons optiques est de révolution : c'est le cas du benzène.

Vérifications expérimentales. — *a. Dans l'effet Raman.* — Les raies externes sont dues uniquement aux pivotements autour de ces axes principaux d'inertie dans tous spectres étudiés au point de vue de la polarisation : naphtalène [1], dérivés dihalogénés du benzène [2]. Pour le benzène [3], la raie dont la fréquence est la plus faible s'explique par une rotation de la molécule autour de son axe sénaire, tandis que les quatre autres raies externes sont dues à des pivotements autour de deux axes situés dans le plan équatorial.

b. Dans le domaine des chaleurs spécifiques. — Les molécules étant supposées rigides, les mouvements des centres de gravité comme la branche acoustique des pivotements sont traduits dans le calcul des chaleurs spécifiques par des fonctions de Debye. Les branches optiques des pivotements, supposées monochromatiques, interviennent dans des fonctions d'Einstein. S'il y a n fréquences optiques de pivotement, la chaleur spécifique d'un cristal moléculaire s'écrira

$$C = 3R\left[D\left(\frac{\theta_m}{T}\right) + \frac{1}{n}\sum_{1}^{n} E\left(\frac{\theta_i}{T}\right)\right]$$

et dans le cas du benzène, à cause de la rotation autour de l'axe sénaire,

$$C = R\left[3D\left(\frac{\theta_m}{T}\right) + \frac{2}{n}\sum_{1}^{n} E\left(\frac{\theta_i}{T}\right) + \frac{1}{2}\right].$$

Pour le benzène et le naphtalène, aux températures inférieures à 40° K, les fonctions de Debye ne jouent pratiquement aucun rôle. En calculant les températures caractéristiques d'Einstein à partir des fréquences de pivotement mesurées expérimentalement, on trouve un excellent accord entre les valeurs calculées de C et les valeurs expérimentales [4].

[1] A. Kastler et A. Rousset, *Journal de Physique*, 1941, **2**, p. 49.

[2] A. Rousset et R. Lochet, *Journal de Physique*, 1942, **3**, p. 146; E. Gross et A. V. Korshunow, *C. R. Acad. Sc.*, U. R. S. S., 1939, **24**, p. 328.

[3] A. Fruhling, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1944; A. Fruhling et A. Kastler, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218** (à paraître).

[4] *Tables annuelles des Constantes*, Paris, Hermann, 1937, p. 9-16; *Recueil des Constantes physiques*, Paris, Gauthier-Villars, 1913, p. 312; *Tables de Landolt-Börnstein*, 5e suite, Springer, Berlin, 1937.

2. — Photométrie hétérochrome stéréoscopique;

par MM. A.-M. Monnier et J. Rösch.

L'un de nous a indiqué (1) le moyen de faire des mesures photométriques par la détermination stéréoscopique des barycentres optiques de petits « coins photométriques ». La méthode repose sur :

1° La constatation expérimentale que deux coins symétriques sont fusionnés avec précision, comme s'ils étaient réduits chacun à un certain barycentre;

2° L'hypothèse que ce barycentre est le centre de gravité des grandeurs sensorielles S produites par la brillance $\mathcal{B}$ de chaque portion du coin;

3° L'accord de cette hypothèse avec la loi psychophysique approchée dite « loi de Fechner », dont on peut ensuite faire abstraction, en posant comme certaine l'hypothèse (2°) et en cherchant, au contraire, à déterminer la forme de la loi psychophysique d'après les mesures stéréoscopiques.

Applications à la photométrie. — Soit un dispositif optique éclairé par une source d'intensité I et formant une plage dégradée (coin) de brillance $\mathcal{B}(x)$. On a, évidemment,

$$\mathcal{B}(x) = IB(x),$$

$B(x)$ étant une fonction purement géométrique. On peut donc déterminer stéréoscopiquement la quantité

$$x_g = \frac{\int x S[IB(x)]\,dx}{\int S[IB(x)]\,dx}.$$

Si l'on connaît $B(x)$ et S, on en déduit une valeur *absolue* de I. Si l'on se contente de comparer deux sources, ce qui est le problème ordinaire de la photométrie, *aucune hypothèse n'est nécessaire sur la forme de S*, et la connaissance exacte de B est inutile; il suffit d'une égalisation stéréoscopique; on pose alors que les deux sources sont égales, puisqu'elles donnent la même valeur aux grandeurs sensorielles.

Photométrie hétérochrome. — La photométrie hétérochrome se heurte à deux difficultés essentielles :

1° Comment définir l'égalité d'une source bleue et d'une source rouge ?

2° L'égalité étant obtenue pour des intensités (énergétiques) I_B et I_R, elle ne se maintient pas si l'on divise I_B et I_R dans un même rapport (effet Purkinje).

La méthode stéréoscopique lève la première difficulté. La seconde est inhérente à la nature même des phénomènes visuels (diversité des récepteurs rétiniens). Toutefois, dans les applications de la photométrie hétérochrome, qui consistent surtout dans la comparaison de sources de lumière, elle doit jouer peu : d'abord parce qu'on opère avec des brillances notables, ensuite parce que, si l'on emploie la méthode stéréoscopique, seule intervient la région fovéale.

La méthode stéréoscopique donne donc une solution rigoureuse du problème de la photométrie hétérochrome en vision fovéale et permet, en particulier, la détermination de la courbe de sensibilité spectrale relative des éléments fovéaux.

C'est ainsi qu'on a pu, au moyen d'un photomètre stéréoscopique qui sera décrit ultérieurement, déterminer la courbe de rendement photométrique d'une lampe à incandescence en fonction de la tension aux bornes. Pour des comparaisons plus hétérochromatiques, surtout avec des sources bleues ou violettes (5893 Na et 4340 Hg par exemple), la comparaison stéréoscopique est tout aussi facile, si l'œil est immobile, mais l'aberration chromatique de l'œil est une cause d'erreurs importantes, et l'on ne peut songer à des mesures précises qu'en interposant devant chaque œil une combinaison corrigeant cette aberration.

(1) Rösch, *Thèse*, Paris, 1943.

Le Gérant : Maurice Blondin.

121834 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1945.